

UNIVERZITET U BEOGRADU
ELEKTROTEHNIČKI FAKULTET

Marko B. Cvejić

**PROSTORNA I VREMENSKI
RAZLOŽENA SPEKTROSKOPSKA
DIJAGNOSTIKA LASERSKI
INDUKOVANE PLAZME NA ČVRSTOJ
METI U VAZDUHU NA
ATMOSFERSKOM PRITISKU**

doktorska disertacija

Beograd, 2014

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING

Marko B. Cvejić

**SPACE AND TIME RESOLVED
SPECTROSCOPIC DIAGNOSTICS OF
LASER INDUCED PLASMA ON SOLID
TARGET IN AIR AT ATMOSPHERIC
PRESSURE**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2014

Mentor,

Član komisije:

dr Jovan Cvetić

Redovni profesor

Elektrotehnički fakultet

Univerzitet u Beogradu

Mentor sa Instituta za fiziku,

Član komisije:

dr Sonja Jovićević

Naučni savetnik

Institut za fiziku

Univerzitet u Beogradu

Član komisije:

dr Milan Tadić

Redovni profesor

Elektrotehnički fakultet

Univerzitet u Beogradu

Datum odbrane:

Zahvalnost

Ovaj rad urađen je u Laboratoriji za spektroskopiju plazme i fiziku lasera, Instituta za fiziku u Beogradu. Ovom prilikom želeo bih da izrazim zahvalnost onima od kojih sam u toku svog rada na disertaciji učio i koji su mi pomogli u izradi ovog rada.

Veliko mi je zadovoljstvo da izrazim neizmernu zahvalnost dr Sonji Jovićević, koja me je upoznala sa tehnikom spektroskopije laserski indukovane plazme, rukovodila mojim radom na disertaciji, uloživši izuzetan trud i strpljenje. Svojim korisnim savetima i diskusijama suštinski je doprinela kvalitetu ovog rada.

Takođe, veliku zahvalnost dugujem akademiku Nikoli Konjeviću koji me je primio u svoju grupu, uputio u problematiku plazma spektroskopije i Stark-ovog širenja spektralnih linija. Strpljivo je pratio moj napredak i pružao konstantnu podršku u radu.

Želim da se zahvalim prof. dr Jovanu Cvetiću, mom mentoru na Elektrotehničkom fakultetu u Beogradu, na podršci i velikoj pomoći tokom osnovnih i postdiplomskih studija.

Zahvaljujem se dr Milivoju Ivkoviću na pomoći i korisnim savetima tokom izrade ovog rada.

Zahvalnost dugujem Marijani Gavrilović koja mi je pomogla prilikom eksperimentalnih merenja i u tehničkoj pripremi rada za štampu.

Zahvaljujem se Vladi Simjanoviću i Stanku Milanoviću na pomoći u postavljanju eksperimenata.

Zahvaljujem se na finansijskoj podršci projektima Ministarstva prosvete, nauke i tehnološkog razvoja Republike Srbije OI 141032, OI 171014, TR 37019.

Konačno, zahvaljujem se mojoj boljoj polovini Duški Kleut, mojim roditeljima Branku i Mariji i porodici na podršci tokom izrade ove disertacije.

I also wish to thank dr Evgeny Stambulchik from Weizmann Institute of Science for providing theoretical data for this work.

PROSTORNA I VREMENSKI RAZLOŽENA SPEKTROSKOPSKA DIJAGNOSTIKA LASERSKI INDUKOVANE PLAZME NA ČVRSTOJ METI U VAZDUHU NA ATMOSFERSKOM PRITISKU

Rezime

LIBS ili LIPS (Laser Induced Plasma Spectroscopy) - spektroskopija laserski indukovane plazme je relativno nova tehnika za analizu materijala, čiji je razvoj uslovljen tehnološkim napretkom na polju lasera, spektrometara i detektora. Tehnika omogućava multi-elementarnu analizu svih vrsta materijala u realnom vremenu, u raznim sredinama transparentnim za lasersko zračenje, bez zahteva za pripremom uzorka. To je čini pogodnom za mnoge primene, poput kontrole kvaliteta, zaštite čovekove okoline, recikliranje materijala i analize u nedostupnim sredinama. Kvantitativna merenja pomoću LIBS-a, međutim, i dalje pokazuju nižu granicu detekcije i generalno slabiju tačnost u odnosu na druge analitičke metode, iako je postignut značajan napredak u pouzdanosti i preciznosti LIBS merenja za različite tipove materijala. Razlog je nedovoljno poznavanje složene interakcije laserskog zračenja sa ispitivanim uzorkom, koja zavisi od karakteristika lasera (talasna dužina, vreme trajanja impulsa, energije) i svojstva materijala ispitivanog uzorka, kao i nedovoljna proučenost, prostorno i vremenski zavisne interakcije plazme i čestica. Kako su kvantitativna merenja zasnovana na povezivanju (integralnog) intenziteta spektralne linije sa gustinom svih emitujućih čestica u plazmi, i preko toga sa koncentracijom elemenata u uzorku, razumevanje fizičkih procesa i njihove povezanosti u laserski indukovanoj plazmi od suštinskog je značaja za analitičke primene. Najveći deo informacija iz LIBS-a dobija se analizom zračenja plazme. Emisioni spektar je diskretan i sastoji se od atomskih, jonskih i molekulskih linija elemenata prisutnih u plazmi (metala, oksida, stena, legura, itd.). čijim ispitivanjem se može izvršiti detaljna analiza i dijagnostika plazme. Međutim, nehomogenost i vremenske promene oblika LIBS plazme, praćene promenom parametara plazme i emisijom materijala nastalog ablacijom u plazmenom oblaku, znatno otežavaju primenu spektroskopske dijagnostike.

Ovaj rad obuhvata analizu tehnika, brze fotografije i optičke emisijske spektroskopije, potrebnih za prostornu i vremenski razloženu dijagnostiku laserski indukovane plazme na čvrstoj meti u vazduhu na atmosferskom pritisku. Tehnikom brze fotografije određeno je optimalno vreme posmatranja plazme za merenje oblika i intenziteta spektralnih linija prisutnih u plazmi, kako bi se izbegle teškoće vezane za nehomogenost i vremensku promenljivost LIBS plazme. Pored toga uzeto je u obzir dejstvo samoapsorpcije na oblik i intenzitet spektralnih linija. Zatim je primenjena procedura Abel-ove inverzije za određivanje radijalne raspodele intenziteta linija korišćenih za merenje novih Stark-ovih parametara pre svega ne-vodoničnih linija koje su dominantne u ispitivanoj plazmi. U radu je izvršeno i nezavisno određivanje elektronske gustine i temperature što predstavlja uslov potreban za precizno određivanje Stark-ovih parametara. Dobijeni eksperimentalni rezultati predstavljaju značajan doprinos za dijagnostiku i modelovanje laserski indukovanih plazmi a time i bolje razumevanje složenih fizičkih procesa, što vodi do ostvarivanja uslova za još širu primenu LIBS-a u različitim oblastima.

Ključne reči: laserski indukovana plazma, gustina elektrona u plazmi, optička emisijska spektroskopija, Stark-ovo širenje, zabranjeni prelazi.

Naučna oblast: fizika plazme, laseri, elektrotehnika

Uža naučna oblast: spektroskopija plazme

UDK broj: 621.3

SPACE AND TIME RESOLVED SPECTROSCOPIC DIAGNOSTICS OF LASER INDUCED PLASMA ON SOLID TARGET IN AIR AT ATMOSPHERIC PRESSURE

Abstract

LIBS (Laser Induced Breakdown Spectroscopy) or LIPS (Laser Induced Plasma Spectroscopy) is a relatively new technique for material analysis, recently developed due to advances in laser technology, spectrometers and detectors. This technique enables a multi-element real time analysis of all kinds of materials without previous sample preparation, making it useful for various applications, like quality control, environmental protection, material recycling and analysis in unavailable environments. Even with advances in reliability and precision of LIBS measurements of different kinds of materials, quantitative measurements that are based on the connection between integral intensity of the spectral line and density of emitting particles in plasma, and via that with concentration of elements in sample, are still challenging for most of the materials and suffer from lower accuracy and detection limits compared to other analytical techniques. The main reasons for that is the complex nature of the laser-sample interaction process which is dependent on several laser parameters (wavelength, pulse duration, energy) and on the characteristics of material under investigation, and space and time dependent plasma-particle interactions. Thus, understanding the physical processes and their interactions in laser induced plasma is essential for analytical applications. Most of the information obtained from LIBS measurements come from plasma radiation. Emission spectrum is discrete and includes atomic, ionic and molecular lines of all the elements present in the plasma (metals, oxides, alloys, etc.). Analysis of these spectral lines shapes is a part of analysis and diagnostics of plasma. Difficulties in applying spectral diagnostics in LIBS plasma originate from plasma inhomogeneity, changes in a plasma shape that occur over time followed by changes in plasma parameters and emission of materials due to ablation in the plasma cloud.

This work includes the analysis of techniques, fast photography and optical emission spectroscopy, needed for space and time resolved diagnostics of laser induced plasma on a solid target in air at atmospheric pressure. Using the technique of fast

photography, optimal time of plasma spectral observation is determined needed for recording line shapes of elements which are present in plasma. Influence of self-absorption on spectral line shapes is taken into account during analysis. Abel inversion procedure is applied to determine radial intensity distributions of spectral lines used for measurements of new Stark broadening parameters of, in the first place, non-hydrogenic spectral lines. These lines are predominant in this kind of plasma. Independent determination of electron density and temperature is done which is necessary condition for measurements of Stark broadening parameters. Obtained experimental results represent significant a contribution to diagnostics and modeling of laser induced plasmas and to better understanding of complex physical processes. This leads to achieving a broader application of LIBS technique in different areas.

Key words: laser induced plasma, electron number density, optical emission spectroscopy, Stark broadening, forbidden transitions.

Scientific field: physics of plasma, lasers, electrical engineering

Specific topic: plasma spectroscopy

UDC number: 621.3

Sadržaj:

	str.
1. Uvod	1
2. Teorija	6
2.1. Laserska ablacija	6
2.1.1. Osnove procesa laserske ablacije	7
2.1.2. Proces nastajanja plazme	9
<i>Nanosekundna ablacija</i>	9
2.1.3. Proces ekspanzije plazme	12
<i>Ekspanzija oblaka isparenog materijala i udarni talasi</i>	13
<i>Emisija zračenja plazme indukovane nanosekundnim laserom</i>	14
2.1.4. Proces formiranja čestica	15
2.1.5. Parametri laserske ablacije	17
<i>Talasna dužina lasera</i>	17
<i>Laserska energija</i>	18
<i>Efekat okoline</i>	20
2.2. Relacije termodinamičke ravnoteže	22
2.2.1. Lokalna termodinamička ravnoteža	25
2.2.2. Određivanje elektronske temperature	26
2.3. Širenje spektralnih linija u plazmi	29
2.3.1. Funkcije profila	30
2.3.2. Mehanizmi širenja spektralnih linija	32
<i>Prirodno širenje</i>	32
<i>Doppler-ovo širenje</i>	34
<i>Širenje usled pritiska neutralnim česticama</i>	35
2.3.3. Stark-ovo širenje	37
<i>Sudarna aproksimacija</i>	37
<i>Kvazistatička aproksimacija</i>	39
<i>Vodonične linije</i>	42
<i>Izolovane linije atoma i jona</i>	47
<i>Linije sa zabranjenim komponentama</i>	51
2.4. Optički transport zračenja u plazmi	53

2.4.1. Samoapsorpcija zračenja	53
2.4.2. Abel-ova inverzija	55
<i>Abel-ova inverzija pomoću Jacobi-jevih polinoma</i>	60
<i>Testiranje programa za Abel-ovu inverziju</i>	64
3. Opis eksperimentalne postavke	66
3.1. Laser	67
3.2. Spektrometar i ICCD kamere	70
3.3. Meta (uzorak)	75
3.4. Provera i korekcija na prisustvo samoapsorpcije	76
3.5. Određivanje širine instrumentalnog profila i spektralne osetljivosti	77
3.6. Način snimanja – sinhronizacija lasera i ICCD kamere	77
3.7. Snimanje evolucije plazme tehnikom brze fotografije	79
4. Opis kompjuterskih programa	81
4.1. Obrada fotografija plazme	82
4.2. Obrada spektralnih snimaka	84
4.2.1. Postupak obrade	86
4.3. Fitovanje atomskih linija	100
4.4. Fitovanje jonskih linija	107
4.5. Fitovanje H_{α} linije	114
5. Rezultati merenja	120
5.1. Evolucija plazme	121
5.2. Određivanje parametara plazme iz spektralnih linija Mg	125
5.2.1. Određivanje elektronske temperature iz linija Mg I	131
5.2.2. Određivanje elektronske temperature iz linija Al II	135
5.2.3. Određivanje elektronske temperature iz linija Li I	138
5.3. Određivanje elektronske gustine	140
5.3.1. Određivanje elektronske gustine nezavisnom metodom	140
5.3.2. Određivanje elektronske gustine iz linija Mg I	142
<i>Stark-ovi parametri linija Mg</i>	142
<i>Raspodela elektronske gustine određena iz Mg linija</i>	151
5.3.3. Stark-ovi parametri Al II linija	154
5.4 Atomska linija litijuma 460.28 nm sa zabranjenom komponentom	158

6. Zaključak	167
Literatura	173

1. UVOD

Lasersko zračenje je oblik elektromagnetnog zračenja visokog kvaliteta koji omogućava mnoštvo novih primena i metoda, kao što su obrada materijala, biomedicinske i komunikacione tehnologije i metode merenja [1]. Neke od prednosti lasera u tehnikama merenja su beskontaktno merenje, visoka fleksibilnost i velike brzine snimanja. Zbog ovih osobina, metode merenja koje koriste laser, kao i primene lasera uopšte doživele su brz razvoj proteklih decenija. Još od početka, otkriće lasera bilo je povezano sa pitanjima spektroskopije. Osobine laserskog zračenja omogućile su mnoštvo novih spektroskopskih metoda za analizu hemijskih i fizičkih osobina materije. Primeri su laserska apsorpciona spektroskopija, LIDAR (Light Detection and Ranging), laserski indukovana fluorescencija (Laser Induced Fluorescence - LIF), CARS – coherent antistokes Raman spectroscopy.

Akronim LIBS (Laser Induced Breakdown Spectroscopy) označava spektroskopiju laserski indukovano probija. Ovaj akronim ima istoriju koja je paralelna i vezana za mnogo popularniji akronim LASER, s razlikom da je prvi akronim oko 20 godina mlađi [2]. Iako je generisanje varnice u vazduhu fokusiranjem laserskog zraka rubinskog lasera prvi put postignuto 1963. godine, korišćenje spektralne emisije varnice za elementarnu analizu postalo je realnost oko 1983. Pionirski rad na ovom polju može se pripisati D.A. Cremers-u i L.J. Radziemski-om [3]. Oni su i napravili

akronim LIBS za tehniku kojom se koristi emisioni spektar laserski indukovane plazme za kvalitativnu i kvantitativnu analizu čvrstih, tečnih i gasnih uzoraka.

LIBS ili LIPS (Laser Induced Plasma Spectroscopy) - spektroskopija laserski indukovane plazme je relativno nova tehnika za analizu materijala, čiji je razvoj uslovljen tehnološkim napretkom na polju lasera, spektrometara i detektora. Tehnika omogućava multi-elementarnu analizu u realnom vremenu svih vrsta materijala bez zahteva za pripremom uzorka, što je čini pogodnom tehnikom za mnoge primene, kao što je kontrola kvaliteta, zaštita čovekove okoline, recikliranje materijala i analiza u nedostupnim sredinama. Iako je postignut značajan napredak u pouzdanosti i preciznosti LIBS merenja različitih tipova materijala, kvantitativna merenja i dalje su veoma teška za većinu materijala. Nedavni pregled napretka i problema vezanih za ovu tehniku dat je u seriji članaka [4-6].

Razumevanje fizičkih procesa i njihova povezanost u laserski indukovanoj plazmi je od suštinskog značaja za analitičke primene. Najveći deo informacija iz LIBS-a dobija se merenjem zračenja plazme. Emisioni spektar je diskretan i sastoji se od atomskih, jonskih i molekulskih linija elemenata prisutnih u plazmi. Analizom oblika ovih spektralnih linija može se izvršiti analiza i dijagnostika plazme. Teškoće u primeni spektroskopske dijagnostike u LIBS plazmi potiču od nehomogenosti plazme, vremenske promene oblika plazme, koja je praćena promenom parametara plazme i emisijom materijala nastalog usled procesa ablacije u plazmenom oblaku. Tu se takođe može uvrstiti i uticaj matričnih efekata na zračenje plazme i transport zračenja što može dovesti do samoapsorpcije linija tokom evolucije i gašenja plazme. Zbog prisustva samoapsorpcije potrebno je izvršiti merenje i korekciju intenziteta spektralnih linija. To je ključno za dijagnostiku plazme kao i za analitičke primene. Problemi koji se sreću prilikom dijagnostike plazme optičkom emisionom spektroskopijom dati su u [7] dok su specifični problemi dijagnostike laserski indukovane plazme pomenuti u nedavnom preglednom radu [8].

Koncentracija elektrona (N_e) i njena prostorna raspodela predstavlja jedan od najznačajnijih parametara potrebnih za testiranje teorijskih modela plazme [9], koji su od velikog značaja u predviđanju parametara plazme pri različitim primenama. Najčešće korišćena tehnika za merenje N_e zasniva se na proučavanju oblika spektralnih linija korišćenjem optičke emisije spektroskopije. Eksperimentalni podaci za oblike linija

[10] dalje se koriste zajedno sa teorijskim proračunima za određivanje N_e . Najosetljiviji oblici linija pripadaju atomskim linijama vodonika koje imaju izražen linearni Stark-ov efekat. Nažalost, vodonik nije uvek prisutan u plazmi i ponekad se i izbegava, pa su za dijagnostiku plazme stoga potrebne spektralne linije ne-vodoničnih elemenata. Ove linije imaju manje Stark-ove širine (kvadratni Stark-ov efekat) pa spektroskopska oprema mora imati veću rezoluciju, ali sa druge strane, te linije su dostupne u svim regionima emisionog spektra. Ne-vodonične linije manje interaguju sa okolnim linijama što je velika prednost u poređenju sa širokim vodoničnim linijama. Nažalost, teorija Stark-ovog širenja ne-vodoničnih linija nije temeljno testirana i nisu dostupni pouzdani teorijski podaci za sve elemente periodnog sistema, naročito za teže elemente koji su često potrebni za LIBS primene. Stoga, jedan od ciljeva istraživanja ove doktorske disertacije jeste merenje Stark-ovih parametara ne-vodoničnih linija pod tipičnim LIBS uslovima. Ti podaci su ključni i za testiranje teorija i brojne primene na polju LIBS-a. Za određivanje parametara Stark-ovog širenja potrebna je nezavisna dijagnostika koncentracije elektrona u plazmi. Dijagnostika će biti vršena korišćenjem eksperimentalnih Stark-ovih parametara standardnih linija koje moraju biti prethodno dobro testirane u većem broju eksperimenata i teorijskih proračuna. Kao predlog za metodu određivanja elektronske koncentracije biće razmatrana atomska linija litijuma sa zabranjenom komponentom u uslovima kada u emisionom spektru plazme ne postoje vodonične linije. Linije sa zabranjenim komponentama predstavljaju veoma zgodnu tehniku za određivanje N_e a primer korišćenja linija helijuma sa zabranjenim komponentama za određivanje N_e , dat je u [11].

Predmet istraživanja ove doktorske disertacije je prostorna i vremenska raspodela osnovnih parametara laserski indukovane plazme na čvrstoj meti u vazduhu na atmosferskom pritisku, pre svega elektronske temperature i elektronske koncentracije, merenjem oblika spektralnih linija metodom optičke emisije spektroskopije. Cilj istraživanja je povećanje tačnosti određivanja osnovnih parametara laserski indukovane plazme utvrđivanjem eksperimentalnog postupaka merenja oblika spektralnih linija elemenata prisutnih u plazmi, kao i procesa obrade dobijenih eksperimentalnih podataka. Pored toga, cilj je i proširenje baze podataka za parametre Stark-ovog širenja novim eksperimentalnim podacima za spektralne linije od interesa za određivanje elektronske koncentracije kao i procena mogućnosti korišćenja spektralnih

linija sa zabranjenom komponentom za nezavisno određivanje elektronske koncentracije.

Ovaj rad izložen je u šest glava.

Prva glava daje uvod u problematiku i prikazuje cilj rada.

Druga glava – Teorija, podeljena je u četiri dela.

- Prvi deo razmatra fizičke procese koji se dešavaju prilikom laserske ablacije. Laserska ablacija je osnovni proces LIBS-a od koga zavisi nastajanje plazme kao i njene karakteristike. Razumevanje procesa ablacije pomaže određivanju optimalnih uslova za merenje parametara laserski indukovane plazme.

- Drugi deo daje osnovne relacije termodinamičke ravnoteže. Za slučaj kompletne termodinamičke ravnoteže biće izvedena Saha jednačina. Kako je kompletna termodinamička ravnoteža teško ostvariva u uslovima laboratorijskih plazmi, biće predstavljen koncept lokalne termodinamičke ravnoteže. Koncept parcijalne lokalne termodinamičke ravnoteže i uslov njenog važenja bitan je radi određivanja elektronske temperature laserski indukovane plazme. U nastavku će biti prikazan metod određivanja elektronske temperature plazme metodom Boltzman-ove prave.

- Treći deo je posvećen širenju spektralnih linija u plazmi uz prikazivanje najčešćih funkcija profila linija (Gauss, Lorentz, Voigt). Pored toga, objašnjeni su mehanizmi širenja spektralnih linija u plazmi, sa akcentom na efekat Stark-ovog širenja.

- U četvrtom delu opisan je transport zračenja kroz plazmu: korekcija na prisustvo samoapsorpcije i Abel-ova inverzija.

Treća glava daje pregled eksperimentalne postavke koja je korišćena u ovom radu. Date su karakteristike svakog elementa eksperimentalne postavke. Opisan je načina rada ICCD kamere, način snimanja spektralnih linija, kao i postupak snimanja radi korekcije na prisustvo samoapsorpcije. Takođe je ukratko prikazana postavka za snimanje fotografija plazme metodom brze fotografije.

Četvrta glava prikazuje opis programa koji su napisani u svrhu obrade eksperimentalnih rezultata. Programi su: program za obradu spektralnih snimaka i korekciju na samoapsorpciju, program za primenu Abel-ove inverzije nad spektralnim snimkom, program za fitovanje neutralnih linija, program za fitovanje jonskih linija, program za fitovanje Balmerove H_{α} linije, program za fitovanje Li I sa zabranjenom komponentom.

Peta glava daje eksperimentalne rezultate ovog rada i upoređivanje sa teorijom i ostalim vrednostima iz literature. Proučavane su spektralne linije Mg I, Mg II, Al II i Li I. Za ove linije izmerene su vrednosti Stark-ovih parametara i upoređene sa postojećim teorijskim podacima. Određena je prostorna i vremenska raspodela elektronske temperature i koncentracije.

U glavi šest su sumirani rezultati ove disertacije.

2. TEORIJA

2.1. LASERSKA ABLACIJA

Kako bi se ostvarila ablacija, potrebno je da dođe do apsorpcije energije. Energija se može obezbediti u obliku električnog pražnjenja (npr. luk ili varnica) ili u obliku svetlosti (npr. laser). Laserska ablacija znači korišćenje energije lasera kako bi se uklonio deo uzorka kroz topljenje, fuziju, sublimaciju, jonizaciju, eroziju i/ili eksploziju. Rezultat laserske ablacije je formiranje gasne pare, svetleće plazme i stvaranje finih čestica. Merenjem emisionog spektra laserski indukovane plazme, može se dobiti kvantitativna i kvalitativna informacija o hemijskom sastavu uzorka. Ova tehnika merenja je poznata kao spektroskopija laserski indukovanog proboja (Laser Induced Breakdown Spectroscopy - LIBS). LIBS je zanimljivo polje proučavanja, kako teorijski tako i eksperimentalno zbog mnoštva različitih mehanizama koji su uključeni u fizički proces i zbog svog značaja za spektroskopsku analizu [12].

2.1.1. Osnove procesa laserske ablacije

Laserska ablacija je vođena različitim nelinearnim mehanizmima. Kada laserski zrak ozrači uzorak, masa napušta površinu mete u formi elektrona, jona, atoma i molekula, klastera i čestica, gde je svaki proces odvojen u vremenu i prostoru. Razumevanje osnovnih mehanizama uključenih u svaki od ovih procesa je kritično za efektivno sprezanje laserskog zraka i uzorka i uklanjanja mase uzorka u odgovarajućem obliku pogodnom za analizu.

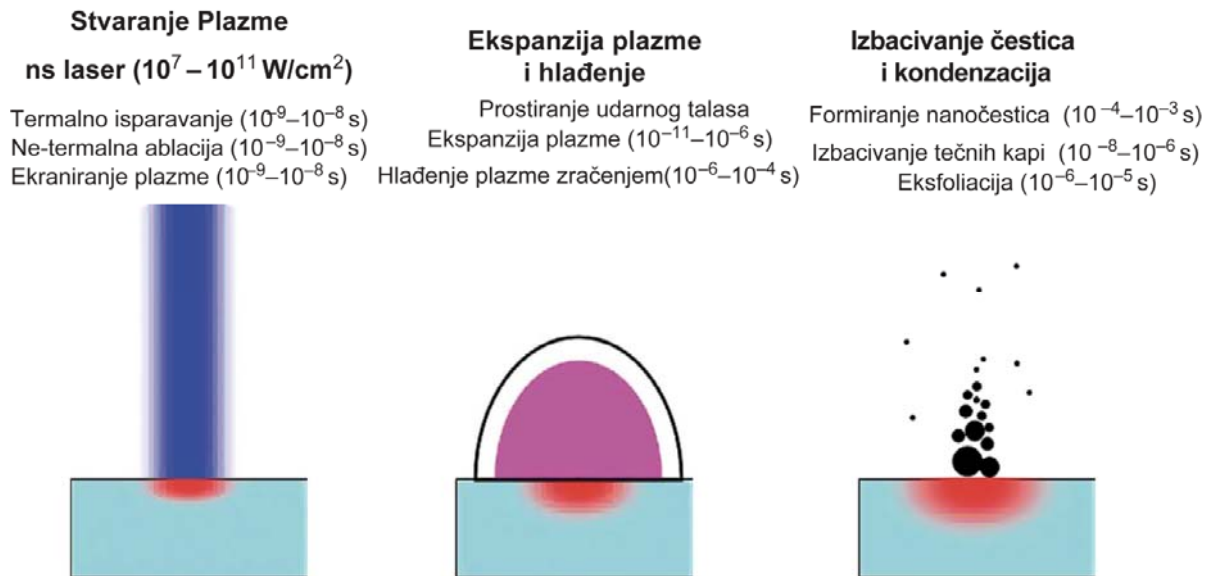
Laserska ablacija se može podeliti u tri glavna procesa:

- (i) prekidanje veza i stvaranje plazme,
- (ii) ekspanzija plazme i hlađenje,
- (iii) izbacivanje čestica i hlađenje.

Ovi procesi laserske ablacije javljaju se u okviru nekoliko redova veličine u vremenu, počevši od toga da elektroni apsorbuju optičku energiju lasera, (10^{-15} s) do kondenzacije čestica (10^{-3} s) nakon završetka laserskog impulsa.

Na slici 2.1.1. prikazana su ova tri procesa i različiti mehanizmi koji se javljaju tokom svakog od njih. Tokom procesa stvaranja plazme, fizički mehanizmi i osobine plazme jako zavise od iradijanse (snaga elektromagnetnog zračenja po jediničnoj površini) lasera i trajanja laserskog impulsa.

- Za laserski impuls koji traje nekoliko ns, gde su iradijanse reda veličine 10^8 W/cm², dominantni mehanizam je termalno isparavanje: temperatura čvrste površine se povećava i javlja se dobro definisan fazni prelaz, iz čvrstog u tečno, iz tečnog u gasovito stanje, iz gasovitog stanja u stanje plazme.
- Za laserski impuls koji traje nekoliko ps, iradijanse su reda veličine $10^{10} - 10^{13}$ W/cm², i tada postoje oba i termalni i ne-termalni mehanizmi kao što je Coulomb-ova eksplozija.
- Za iradijanse veće od 10^{13} W/cm², sa femtosekundnim laserskim impulsima, Coulomb-ova eksplozija je glavni mehanizam proboja.



Slika 2.1.1. Pregled procesa laserske ablacije i različitih mehanizmama tokom svakog procesa (preuzeto iz [12])

Kada je trajanje laserskog impulsa reda veličine $\sim \text{ns}$, plazma koja nastaje može apsorbovati zadnji deo laserskog impulsa, što se zove ekraniranje plazme. Za pikosekundno trajanje laserskog impulsa, laserski impuls je previše kratak da bi bio apsorbovan plazmom. Ekraniranje plazme će uticati koliko je mase konvertovano u paru i na svojstva pare. Međutim, plazma u vazduhu se može javiti tokom pikosekundnog laserskog impulsa zbog slobodnih elektrona sa površine mete; ova plazma u vazduhu može apsorbovati deo pikosekundnog impulsa. Sa femtosekundnim impulsima, ekraniranje plazme se može zanemariti [12].

Ekspanzija plazme počinje posle procesa formiranja plazme. Proces ekspanzije plazme biće vođen početnim osobinama plazme (na kraju laserskog impulsa) i osobinama sredine u koju plazma ekspanduje. Svojstva plazme (elektronska gustina, temperatura i brzina ekspanzije) na početku su veoma zavisni od svojstava laserskog zraka. Ekspanzija plazme biće adijabatski proces do oko 1 mikrosekunde nakon laserskog impulsa. Nakon tog vremena, emisiono zračenje je glavni uzrok gubitka energije, utičući na smanjenje temperature.

Formiranje čestica je sledeći proces. Nano-čestice formiraće se nakon kondenzacije pare. Kondenzacija kreće kada para plazmenog oblaka dostigne temperaturu ključanja materijala ($\sim 3000 \text{ K}$) i prestaje kad se dostigne temperatura

kondenzacije materijala (<2000 K). Tečno izbacivanje čestica (mikro kapi) javlja se kad postoje visoki gradijenti pritiska u ekspandujućoj pari plazmenog oblaka.

2.1.2. Proces nastajanja plazme

Razumevanje procesa nastajanja plazme pomaže određivanju optimalnih uslova za LIBS merenja. Proces nastajanja plazme uključuje prekidanje veza i plazma ekraniranje tokom trajanja laserskog impulsa. Uslovi u plazmi, nakon završetka laserskog impulsa, određuju ekspanziju (prostiranje i širenje) plazme i njeno hlađenje.

Kako se u ovom radu koristi laser čije je trajanje nanosekundno, biće opisani relevantni procesi vezani za stvaranje plazme pod ovim uslovima. Proces stvaranja plazme usled femtosekundnih i pikosekundnih impulsa mogu se naći u literaturi [12, 13].

Nanosekundna ablacija

Kada je trajanje laserskog impulsa reda veličine nekoliko nanosekundi, i laserska iradijansa reda veličine $10^7 - 10^{11}$ W/cm², neki od mehanizama laserske ablacije su: topljenje, fuzija, sublimacija, isparavanje, jonizacija itd. Ako je iradijansa lasera dovoljno velika, ne-termalna ablacija je takođe važna i može se javiti zajedno sa ovim termalnim mehanizmima.

Kada je laserska iradijansa manja od 10^8 W/cm², termalni procesi su dominantni. Temperatura na površini mete će rasti tokom trajanja laserskog impulsa, i na kraju meta će se topiti i isparavati. Raspodela temperature na meti može se izračunati preko jednačine za provođenje toplote [14]

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\kappa}{C_p \rho_s} \right) \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} \right] + \frac{\alpha}{C_p \rho_s} I(x,t) \quad (2.1.1)$$

gde T predstavlja temperaturu unutar mete, x je pozicija od površine, κ , C_p , ρ_s , i α predstavljaju termalnu provodnost, toplotni kapacitet, gustinu mase i apsorpcioni koeficijent, respektivno.

Brzina termalnog isparavanja, J_v , je funkcija temperature površine. Pretpostavljajući termalnu ravnotežu,

$$J_v = 1.06 \times 10^6 \exp\left(-\frac{L_v}{k_B} \left(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T_B}\right)\right) \sqrt{\frac{M}{2\pi k_B T_s}} \quad (2.1.2)$$

Gde je L_v toplota isparavanja a M je masa pare, k_B Boltzman-ova konstanta, T_B i T_s su tačka ključanja i temperatura površine uzorka, respektivno.

Masa koja je isparila može biti jonizovana apsorpcijom dolazećeg laserskog zraka, formirajući plazmu. Lasersko zračenje je apsorbovano uglavnom inverznim zakoničnim zračenjem (Inverse Bremsstrahlung - IB), koje uključuje apsorpciju fotona slobodnim elektronima tokom sudara sa teškim česticama (jonima i atomima). Koeficijent inverznog zakoničnog zračenja dat je sa [12]

$$\alpha_{IB} = \left[Q N_e N_0 + \frac{4e^6 \lambda^3 N_e Z^2 N_i}{3hc^4 m_e} \times \left(\frac{2\pi}{3m_e k_B T_e}\right)^{1/2} \right] \times \left[1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T_e}\right) \right] \quad (2.1.3)$$

gde je Q poprečni presek za apsorpciju fotona od strane elektrona tokom sudara sa atomima, c je brzina svetlosti, h je Planck-ova konstanta, Z je naelektrisanje jona. N_e , N_0 , i N_i su gustine elektrona, atoma i jona respektivno. T_e je elektronska temperatura. Prvi član na desnoj strani jednačine (2.1.3) označava interakciju elektron-atom a drugi član označava elektron-jon interakciju. Multi fotonska jonizacija u pari takođe može doprineti procesu, ako je intenzitet lasera dovoljno veliki i talasna dužina lasera kratka.

Kada je oblak plazme blizu kritične elektronske gustine, energija zadnjeg dela laserskog zraka (silazna ivica) može biti delimično apsorbovana pre nego što dođe do površine mete. Plazma ekraniranje je opisano Debye-vom dužinom ekraniranja (*Debye shielding length*):

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{n_e e^2}} \quad (2.1.4)$$

gde je ϵ_0 permitivnost vakuma, k_B - Boltzman-ova konstanta, e - elementarno naelektrisanje, T i n_e elektronska temperatura i elektronska gustina. (Za uslove koji vladaju npr. u laserski proizvedenoj plazmi $n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $T = 1 \text{ eV} \Rightarrow \lambda_D \approx 23 \text{ nm}$).

Debye-eva dužina je maksimalna dužina na kojoj je odstupanje od neutralnosti plazme moguće. Takozvani *plazma parametar*, koji se uobičajno definiše kao količnik potencijalne i kinetičke energije elektrona, povezan je sa brojem elektrona koji se mogu naći u Debye-evoj sferi zapremine $V_D = \frac{4}{3}\pi\lambda_D^3$. Odatle sledi

$$g = \frac{U}{kT_e} = \frac{1}{n_e \lambda_D^3} \quad (2.1.5)$$

Za $kT_e \ll U$ ($g \ll 1$), veliki broj elektrona nalazi se unutar Debye-eve sfere i kolektivna interakcija dominira u odnosu na binarne sudare unutar plazme. Najčešći oblik kolektivnih interakcija su plazma oscilacije. Perturbacija usled jakog elektrostatičkog polja inicira lokalno udaljavanje od neutralnosti plazme i gura elektrone kako bi se neutralnost ponovo ostvarila, prouzrokujući oscilacije oko ravnotežne pozicije. Karakteristična *plazma frekvencija* je određena Debye-evom dužinom i termalnom brzinom v_e :

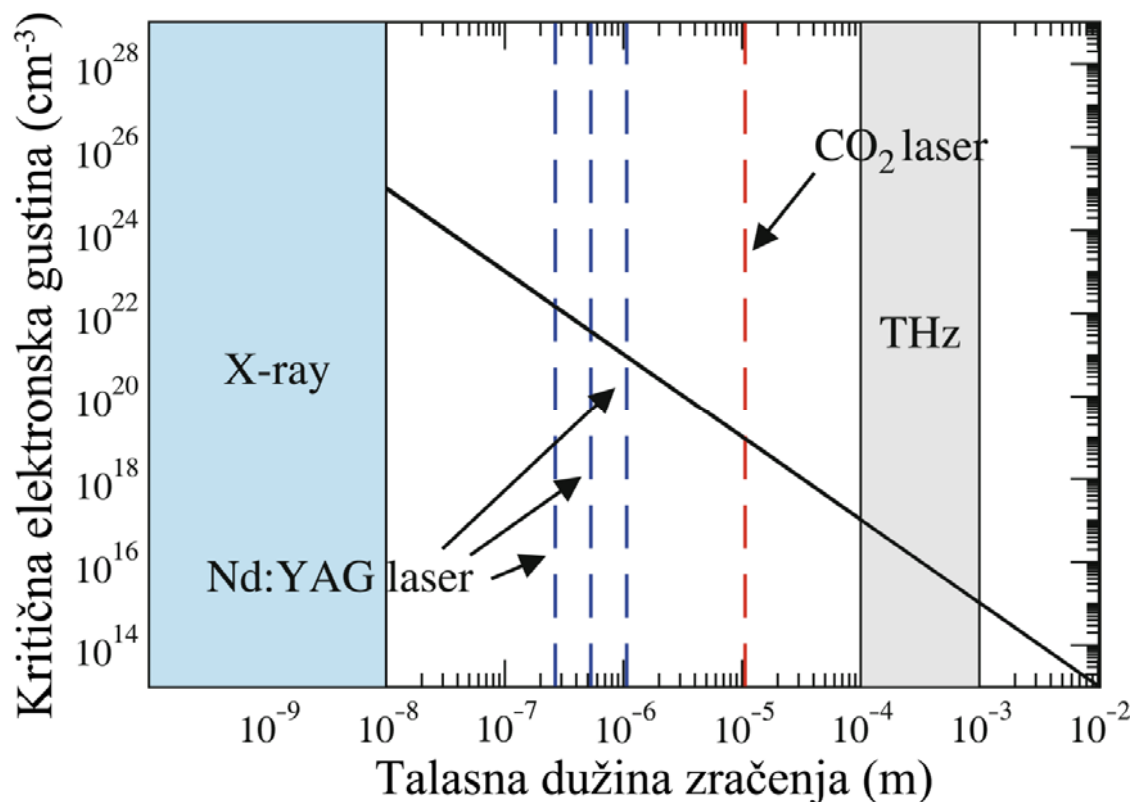
$$\omega_{pe} = \frac{v_e}{\lambda_D} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m \epsilon_0}} \quad (2.1.6)$$

gde je m masa elektrona. Oscilacije ugaone frekvencije $\omega < \omega_{pe}$ ne mogu se prostirati kroz plazmu usled brzog odziva elektrona koji neutralizuje elektrostatičko polje. Za plazme koje su eksitovane zračenjem ugaone frekvencije ω , elektronska koncentracija za koju je $\omega_{pe} = \omega$ naziva se *kritična elektronska gustina* n_{crit} (slika 2.1.2). Jaka refleksija i apsorpcija spoljašnjeg elektromagnetskog zračenja se javljaju u sloju plazme koji je blizu sloja kritične elektronske koncentracije.

Zavisnost prikazana na slici 2.1.2. data je relacijom [15]

$$n_{ec} [\text{cm}^{-3}] = 1.1 \times 10^{21} \left(\frac{1 \mu\text{m}}{\lambda_L} \right)^2 \quad (2.1.7)$$

gde je n_{ec} *kritična elektronska gustina iznad koje laserski zrak ne može da prođe u plazmu.*



Slika 2.1.2. Grafik zavisnosti kritične elektronske gustine od talasne dužine zračenja. Talasne dužine CO₂ lasera, Nd:YAG lasera i njegovog drugog i četvrtog harmonika ucrtane su isprekidanim linijama. Spektralni opseg X-zraka i THz zračenja su predstavljeni obojenim delovima [13].

2.1.3. Proces ekspanzije plazme

Nakon završetka laserskog impulsa, indukovani oblak plazme nastaviće da se širi u okolinu. Gustina elektrona i temperatura plazme menjaju se kako se plazma širi. Širenje plazme zavisi od količine i osobina materijala nastalog usled ablacije uzorka, tj. koliko je energije „ubačeno“ u ovu masu, od prečnika fokusiranog laserskog zraka na površini mete i od okoline koja okružuje metu (gas, tečnost i pritisak). Većina LIBS spektara snima se u vremenu od nekoliko stotina nanosekundi do nekoliko mikrosekundi nakon laserskog impulsa. Razumevanje procesa ekspanzije plazme tokom ovog perioda je kritično za optimizaciju LIBS merenja.

Ekspanzija oblaka isparenog materijala i udarni talasi

Nakon završetka laserskog zraka, vrući elektroni, atomi i joni napuštaju površinu mete. Širenje isparenog materijala u vakuum može se opisati Euler-ovim jednačinama hidrodinamike, koje označavaju zakon održanja mase, momenta i energije [14]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho v)}{\partial x} \quad (2.1.8)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} [p + \rho v^2] \quad (2.1.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(E_d + \frac{v^2}{2} \right) \right] = -\frac{\partial}{\partial x} \left[\rho v \left(E_d + \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} \right) \right] + \alpha_{IB} I \quad (2.1.10)$$

gde je ρ gustina mase, v brzina, E_d gustina energije i p lokalni pritisak. Ova teorija ekspanzije plazme može se koristiti i za ns i za fs lasersku ablaciju.

U vakuumu, laserski indukovana plazma širi se adijabatski. Brzina širenja može se izraziti [16]

$$v_p = \sqrt{\frac{4\gamma + 10}{3} \frac{E}{M_v}} \quad (2.1.11)$$

gde je v_p brzina, γ odnos specifičnih toplota, E je energija koja podržava ekspanziju i M_v je ukupna isparena masa uzorka u oblaku pare. Veći deo energije oblaka plazme je kinetička energija.

Kada se ablacija dešava u gasnom ili tečnom okruženju, izbačena masa komprimuje okolni medijum i stvara udarne talase. Plazmeni oblak je eksitovani materijal nastao usled ablacije sa površine mete. Plazma je mešavina atoma i jona, kao i mase abliranog materijala mete i okolnog gasa. Interakcija između plazma oblaka i okolnog okruženja usporava ekspanziju plazme. U isto vreme, okolna sredina vrši rad na plazmeni oblak. Temperatura oblaka biće veća nego u slučaju slobodnog širenja; temperatura i gustina čestica mase nastale usled ablacije zavisi od osobina okolne sredine.

Kada se formira spoljašnji udarni talas, visina ekspanzije u prostoru može se opisati Sedov-jevom teorijom. Visina ekspanzije H , koja predstavlja mesto fronta udarnog talasa, može se izračunati kao funkcija vremena [17]

$$H = \lambda_0 \left(\frac{E_0}{\rho_1} \right)^{\frac{1}{2+d}} t^{\frac{2}{2+d}} \quad (2.1.12)$$

gde je parametar d dimenzionalnost širenja (za sferično širenje $d = 3$, za cilindrično širenje $d = 2$, za ravansko širenje $d = 1$). λ_0 je bezdimenziona konstanta, E_0 ima jedinicu mere: „energija po površini“ u slučaju jedno dimenzionog širenja (ravansko širenje); „energija po dužini“ za dvo dimenzionalno širenje (cilindrično širenje); i „energija“ u slučaju tro-dimenzionalnog širenja (sferično širenje). ρ_1 je gustina vazduha. Fitovanjem eksperimentalnih podataka koristeći jednačinu (2.1.12) može se odrediti dimenzionalnost širenja.

Kada se pritisak unutar plazma oblaka izjednači sa pritiskom okolne sredine, širenje (ekspanzija) plazme prestaje. Vreme prestanka širenja može se izraziti [18]

$$t_s = \xi_{st} \left(\frac{E}{p_g} \right)^{1/3} \frac{1}{c_g} \quad (2.1.13)$$

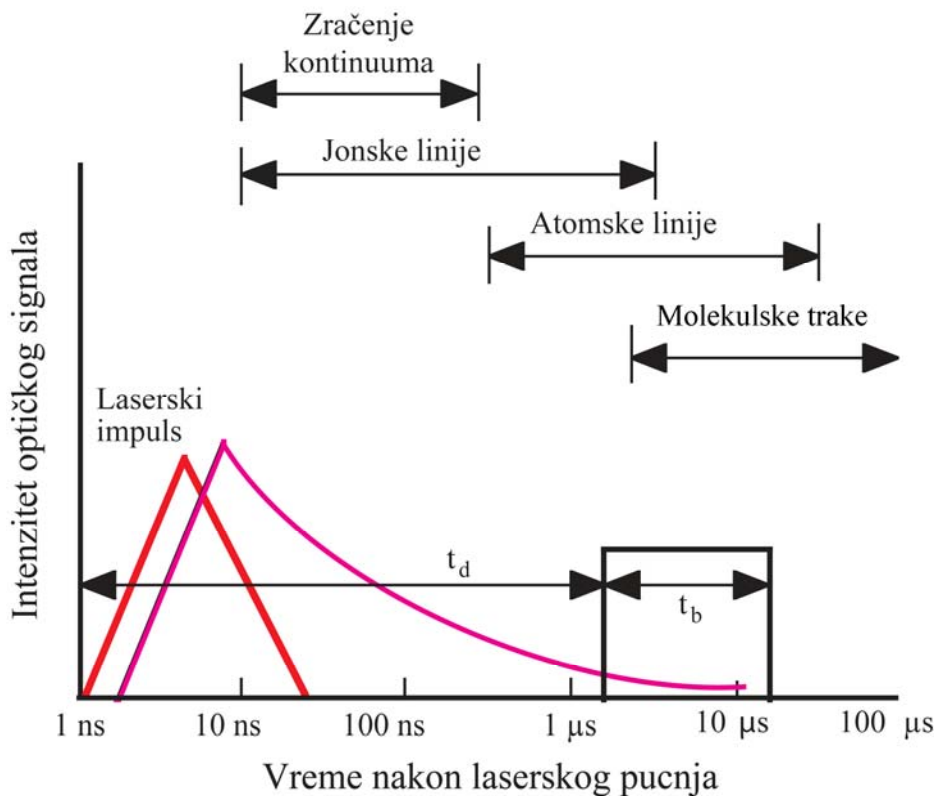
$$R_s = \zeta_{st} \left(\frac{E}{p_g} \right)^{1/3} \quad (2.1.14)$$

gde su ξ_{st} i ζ_{st} konstante, p_g pritisak a c_g je brzina zvuka u gasu. Vreme prestanka širenja je reda veličine mikrosekundi. Snimanje LIBS spektara vrše se uglavnom posle mikrosekunde, na vremenima kada ekspanzija plazmenog oblaka prestaje. Krajnja visina ekspanzije određuje zapreminu oblaka plazme. Performanse laserski indukovane plazme zavise od elektronske gustine i temperature, koje opet zavise od zapremine plazme.

Emisija zračenja plazme indukovane nanosekundnim laserom

U slučaju plazme indukovane ns laserom, zračenje kontinuuma pojavljuje se nakon laserskog impulsa i traje nekoliko stotina nanosekundi. Zračenje jonskih linija takođe dominira u ovom vremenskom okviru. Atomske i molekulske linije pojavljuju se nakon $\sim 1 \mu s$. Emisija molekulskih linija merena na kasnijim vremenima potiče od rekombinacije čestica u plazmi [19].

Parametri plazme mogu se odrediti spektroskopijom emisije zračenja plazme. Teorija širenja spektralnih linija biće opisana u glavi 2.3.



Slika 2.1.3. Važni vremenski periodi nakon formiranja plazme tokom kojih zračenje različitih vrsta čestica dominira u plazmi. Pravougaonik predstavlja vreme tokom kojeg se emisija zračenja plazme uglavnom snima korišćenjem gate-ovanog detektora. Vreme t_d (time delay) je vreme kašnjenja odnosno vreme od početka laserskog impulsa do trenutka kada se počinje sa snimanjem spektralnih linija. Vreme t_b je širina vremenskog prozora (gate) u kojem se vrši snimanje [19].

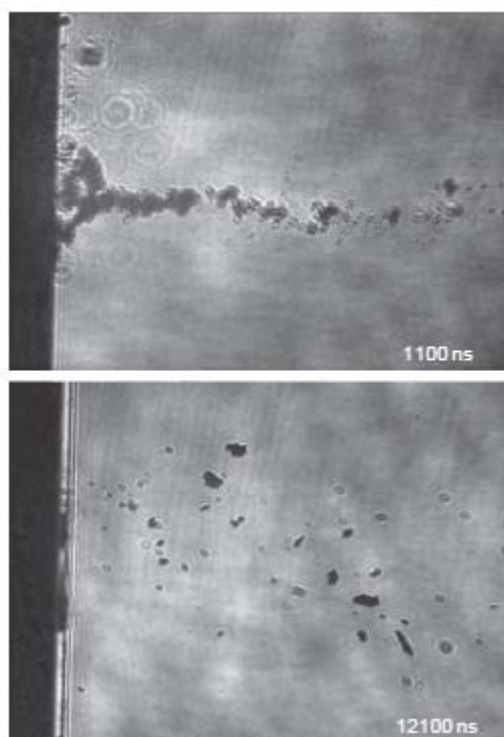
2.1.4. Proces formiranja čestica

Značajna količina materijala nastalog usled ablacije mete nije eksitovana para, već je u obliku čestica. Formiranje čestica javlja se kondenzacijom pare, izbacivanjem tečnih čestica (mikro kapi) i eksfoliacijom čvrstog uzorka. Ovako ablirana masa ne doprinosi merenju LIBS signala osim ako ove čestice ne budu ponovo u obliku pare i eksitovane od plazmenog oblaka. Formiranje čestica važno je za neke druge metode kao što su impulsna laserska depozicija (Pulsed Laser Deposition - PLD) ili kod LA-ICP (laser

ablation – inductively coupled plasma) analize. Za spektroskopiju laserski indukovane plazme (LIBS), moraju se poznavati parametri lasera kako bi se eliminisalo formiranje čestica.

U većini slučajeva, laserski abilirana masa sastoji se pre svega od čestica. Kelly i saradnici ustanovili su da je homogeno ključanje u rastopljenom sloju na površini mete značajan mehanizam odgovoran za uklanjanje čestica tokom laserske ablacije snažnim ns impulsnim laserom [20,21]. Vremenski razložena fotografija senke (shadowgraphy) otkriva da se jako izbacivanje čestica javlja u vremenima od nekoliko mikrosekundi (slika 2.1.4).

Formiranje nanočestica javlja se u slučaju kada se plazmeni oblak ohladi ispod tačke ključanja materijala uzorka, atomi počinju da se kondenzuju i da stvaraju nanočestice. Veličina čestica određena je vremenom hlađenja i gustinom plazmenog oblaka. Veliki broj istraživačkih grupa u svetu proučava mehanizme formiranja nanočestica zbog primena u nanotehnologiji [22-29].



Slika 2.1.4. Izbacivanje materijala sa uzorka kristalnog Si [12].

U slučaju LIBS-a čestice znače gubitak signala. Međutim razumevanjem mehanizma formiranja čestica, mogu se ustanoviti laserski parametri koji bi minimizirali ovaj proces, odnosno na kraju povećali osetljivost LIBS tehnike.

2.1.5. Parametri laserske ablacije

Kao što je već rečeno laserska ablacija uključuje kompleksne nelinearne fenomene koji zavise od osobina lasera i materijala uzorka. Eksperimentalna izolacija i efekat svakog pojedinačnog parametra lasera i materijala je teško izvodljiva bez razmatranja interakcije sa ostalim parametrima. Generalni opis svakog od ovih parametara i njihov uticaj na ponašanje ablacije su opisani u sledećoj sekciji.

Talasna dužina lasera

Uticaj talasne dužine može se razmatrati sa dva stanovišta: a) interakcija laserskog zračenja sa materijalom (apsorpcija energije) i b) razvoj i svojstva plazme (interakcija plazma-materijal).

Interakcija laserskog zračenja sa materijalom uzorka. Kraće talasne dužine pružaju veće energije fotona za raskidanje veza unutar materijala mete kao i za jonizaciju. Na primer, za UV talasnu dužinu od 193 nm energija fotona je 6.4 eV u poređenju sa talasnom dužinom od 1064 nm, gde fotoni imaju energiju od 1.16 eV. Za većinu materijala energija veze je nekoliko eV. Kada je energija fotona veća od energije veze, javlja se fotojonizacija i ne-termalni mehanizmi igraju važnu ulogu u procesu ablacije. Takođe, dubine optičkog prodiranja UV lasera su kraće, usled čega se deponuje više laserske energije po jedinici zapremine. Uopšteno, što je kraća talasna dužina veća je brzina ablacije.

Brzina ablacije je parametar koji se koristi za opisivanje količine materijala nastalog usled ablacije po laserskom impulsu po jedinici površine. Brzina ablacije je indirektan indikator efikasnosti sprežanja energije lasera i materijala mete. Primer različitih brzina ablacije može se naći u radu [30].

Tokom interakcije ns laserskog impulsa sa materijalom, ima dovoljno vremena da se termalni talas širi unutar uzorka i stvara relativno veliki otopljeni sloj. Isparavanje

se javlja sa ovog otopljenog sloja, što može da izazove preferencijalno isparavanje ili elementarno frakcionisanje (deljenje).

Razvoj i svojstva plazme. Stvaranje i svojstva plazme takođe zavise od talasne dužine lasera. Formiranje plazme zahteva isparavanje površine uzorka kao prvi korak. Inicijalizacija ns laserski indukovane plazme može biti uzrokovana sa dva različita procesa. Prvi je apsorpcija inverznim zakočnim zračenjem (Inverse Bremsstrahlung - IB) tokom kojeg elektroni dobijaju kinetičku energiju od laserskog zraka u sudarima sa ostalim atomima i jonima. Drugi mehanizam je fotojonizacija eksitovanih čestica, a na dovoljno velikim intenzitetima laserskog zračenja multifoton jonizacija.

Laserna [31] je proučavao uticaj talasne dužine lasera (1064, 532, 266 nm) na stvaranje plazme nad metalnim uzorcima. Iako je sprezanje laserske energije efektivnije na kraćim talasnim dužinama, prag proboja laserskog fluksa za formiranje plazme veći je na kraćim talasnim dužinama 266 nm u poređenju sa 532 i 1064 nm. Ovo istraživanje slaže se sa pretpostavkom o formiranju plazme apsorpcijom laserskog zračenja inverznim zakočnim zračenjem, koje je proporcionalno λ^3 (jednačina 2.1.3), što mnogo više pogoduje infracrvenim od UV talasnih dužina.

Kada se dogodi proces apsorpcije laserskog zraka inverznim zakočnim zračenjem, deo zraka greje plazmu. Grejanje plazme može povećati vreme života i intenzitet spektralnih linija, što je pogodnost za LIBS. Međutim javlja se i uvećanje kontinuuma.

Laserska energija

Osnovni parametri energije lasera koji utiču na interakciju sa materijalom mete su **fluks** (jedinična energija po jediničnoj površini, J/cm^2) i **iradijansa** (energija po jediničnoj površini u jedinici vremena, W/cm^2). Procesi laserske ablacije (kao npr. topljenje, fuzija, sublimacija, erozija, eksplozija, itd) zavisni su od energije lasera i trajanja laserskog impulsa. Ovi različiti procesi imaju različit prag fluksa (ili iradijanse) [32-36]. Takođe ovi procesi definišu karakteristike laserski indukovane plazme (temperaturu i gustinu elektrona). Efekat energije lasera kao sam teško je kvantifikovati. Uopšteno, količina mase nastale ablacijom uzorka i brzina ablacije povećavaju se sa povećanjem

laserske energije (u slučaju da se porede impulsi istog trajanja i veličine žižne tačke na meti).

Russo i saradnici [14, 37-41] proučavali su efekat ekraniranja plazme na brzinu ablacije. Korišćenjem različitih lasera, dobijeno je da uvećanje laserske iradijance vodi do povećanja mase nastale usled ablacije. Međutim, ekraniranje plazme izazvalo je saturaciju količine uklonjene mase i konstantnu brzinu ablacije povećanjem iradijance [12]. Proučavanje zavisnosti brzine ablacije od eksperimentalnih parametara (laserske iradijance, veličine žižne tačke laserskog zraka na meti, trajanja impulsa, uslova na površini uzorka itd) na atmosferskom pritisku pokazali su da se, uopšteno, brzina ablacije povećava sa povećanjem iradijance i skraćanjem trajanja laserskog impulsa. Kraći impulsi (reda ps ili fs) proizvode veće brzine ablacije, najverovatnije zbog toga što na njih ne utiče ekraniranje plazme.

Izvedena su teorijska istraživanja da bi se modelovali procesi impulsne nanosekundne ablacije. Bogaerts i saradnici [42] prikazali su model koji opisuje nanosekundnu impulsnu ablaciju sa „tipičnim“ eksperimentalnim uslovima: talasna dužina laserskog zračenja od 266 nm, oblik laserskog zraka ima Gauss-ov oblik, trajanje laserskog impulsa 10 ns. Bakar (Cu) je korišćen kao uzorak. Teorijski model pokazao je da tokom ablacije nanosekundnim laserom, interakcija lasera sa metom uključuje grejanje, topljenje, i isparavanje materijala. Za lasersku iradijansu od 10^7 W/cm², grejanje mete je umereno i ne javlja se topljenje i isparavanje. Kada se laserska iradijansa poveća na 10^8 W/cm² ili 2×10^8 W/cm², grejanje mete i topljenje postaju izraženiji, ali je isparavanje i dalje ograničeno. Na višoj laserskoj iradijansi (5×10^8 W/cm²), topljenje mete postaje značajnije, izbačen oblak materijala postaje duži i topliji i dolazi do stvaranja plazme. Na ovoj iradijansi predviđeno je ekraniranje plazmom. Za laserske iradijance između 5×10^8 W/cm² i 10^{10} W/cm², grejanje mete, topljenje i isparavanje su se povećali a povećalo se i vreme trajanja oblaka. Takođe su se sa povećanjem iradijance povećali gustina oblaka, temperatura i nivo jonizacije. Iako ovaj model ne uključuje sve mehanizme koji prate nanosekundnu lasersku ablaciju, kvalitativno podržava merene vrednosti.

Efekat okoline

Veličina, brzina prostiranja, stabilnost, energija i osobine emisivnosti laserski indukovane plazme snažno zavise od okolnog gasa u koji se plazma širi. Osobine plazme u različitim gasovima bile su predmet studija u [42-46]. Okolni gas ili pomaže ili sprečava sprežanje laserske energije sa plazmom. Na primer, okolina može ekranirati uzorak (plazma ekraniranje) od uticaja laserskog zraka ako se javi proboj u gasu pre nego što se javi isparavanje mete. Uticaj okoline može prigušiti sjajnost plazme sudarnim hlađenjem; kraće vreme života sa manjim temperaturama u vazduhu u odnosu na argon prijavljeno je u [47]. Ovaj fenomen objašnjen je manjom toplotnom provodnošću i specifičnom toplotom argona u odnosu na vazduh.

Suprotni efekti mogu biti manje važni ukoliko je meta gas ili aerosol, ali biće važniji u slučaju čvrstih uzoraka, jer mogu umanjiti brzinu ablacije (plazma ekraniranje), podići nivo kontinualnog zračenja u plazmi (kontinuuuma), i smanjiti vreme života plazme. Okolni gas može takođe pomoći u konfiniranju plazma oblaka koji se širi i minimizovati pozadinsko zračenje od elemenata koji se nalaze u atmosferi. Konkretan slučaj je UV spektar (100 – 200 nm), gde upotreba inertnog gasa sprečava apsorpciju na molekulima kiseonika.

Okolni pritisak takođe utiče na širenje plazme i na intenzitet spektralnih linija. Za nizak okolni pritisak (< 1 mbar), ablirani oblak širi se gotovo slobodno i periferni slojevi plazme postaju hladniji zbog gubitka energije. Ograničenje veličine plazme pritiscima većim od 1 mbar dovodi do smanjenja gubitka energije i uniformnije raspodele energije u plazmi. Različiti gasovi pokazuju različito ponašanje na različitim pritiscima. Na primer, upoređivanje intenziteta linija gvožđa (Fe I, 374.979 nm) na 760 torr, pokazuje da su intenziteti veći u helijumu nego u argonu ili vazduhu. Međutim, na manjim pritiscima od oko 100 torr-a, intenzitet se povećava 10 puta u argonu a 2 -3 puta veći je u vazduhu. Ovo se objašnjava time da plazma ima veću gustinu u Ar nego u He [48].

Ono što se obično meri i što je potvrđeno brojnim radovima je da se sa smanjenjem pritiska javlja povećanje veličine plazme. Međutim, dalje smanjivanje pritiska do 10^{-3} torr rezultuje smanjenjem intenziteta spektralnih linija, što je rezultat

redukcije sudarne eksitacije. Slobodno prostiranje (kratko vreme života) plazme u vakuumu se ne preporučuje za LIBS merenja.

Laserska ablacija je osnovni proces spektroskopije laserski indukovanog proboja (LIBS). Impulsni laserski zrak mora pretvoriti uzorak u svetleću plazmu sa dovoljnim vremenom trajanja za statističku analizu podataka. Stoga, laserski parametri imaju dramatičan uticaj na analitičke osobine laserski indukovane plazme. Razumevanje osnovnih procesa laserske ablacije može uvećati LIBS performanse izborom odgovarajućih parametara za efikasno sprezanje laserske energije i parametara plazme – temperature i elektronske gustine. Na dinamiku oblaka plazme takođe utiče odnos energije lasera spregnute sa uzorkom.

2.2. RELACIJE TERMODINAMIČKE RAVNOTEŽE

Plazma i polje zračenja ograničeni u zamišljenoj sferi čiji su unutrašnji zidovi na konstantnoj temperaturi T nalaze se u *termodinamičkoj ravnoteži* sa zidovima, tj. fizičko stanje je potpuno opisano temperaturom T , ako važi [49]:

- Zavisnost intenziteta zračenja od frekvencije i temperature može se izraziti Planck-ovim zakonom.
- Raspodela energija (brzina) svih čestica (elektrona, atoma, jona) odgovara klasičnoj Maxwell-Boltzman-ovoj raspodeli (koja se obično naziva samo Maxwell-ova raspodela); za visoke elektronske gustine, n_e , kada termalna de Brogile-eva talasna dužina elektrona postane veća od njihovog srednjeg međusobnog rastojanja, kvantni efekti se moraju uzeti u obzir i brzine elektrona se opisuju Fermi-Dirac-ovom raspodelom.
- Odnos gustine naseljenosti dva stanja (p) i (q) < (p) jona (atoma, molekula) sa energijama $E_z(p)$ i $E_z(q)$ dat je Boltzman-ovom raspodelom

$$\frac{n_z(p)}{n_z(q)} = \frac{g_z(p)}{g_z(q)} \exp\left[-\frac{E_z(p) - E_z(q)}{k_B T}\right]. \quad (2.2.1)$$

gde n_z predstavlja gustinu čestica u stanju z .

- Brzine parova inverznih procesa su jednake – *princip detaljnog balansa*

Sumiranjem (2.2.1) po svim stanjima jona dobija se ukupna gustina n_z jonizovanog stanja z . Jednačina (2.2.1) postaje

$$\frac{n_z(p)}{n_z} = \frac{g_z(p)}{U_z(T)} \exp\left[-\frac{E_z(p) - E_z(g)}{k_B T}\right], \quad (2.2.2)$$

Gde je $U_z(T)$ particiona funkcija jonizacionog stanja:

$$U_z(T) = \sum_{i=g}^{\infty} g_z(i) \exp\left[-\frac{E_z(i) - E_z(g)}{k_B T}\right]. \quad (2.2.3)$$

Za osnovni nivo (g) izraz (2.2.3) se uprošćuje u

$$\frac{n_z(g)}{g_z(g)} = \frac{n_z}{U_z(T)}. \quad (2.2.4)$$

U graničnom slučaju ne interagujućih čestica particiona funkcija celog sistema je samo proizvod particionih funkcija svih vrsta čestica. Ovo je osnovna termodinamička veličina iz koje se ostale termodinamičke veličine mogu izvesti. Na žalost, particiona funkcija pojedinačnog jona matematički divergira zbog broja nivoa koji idu u beskonačnost kada se približavaju granici jonizacije a statističke težine se uvećavaju sa $g_z(n_p) = 2n_p^2$, gde je n_p glavni kvantni broj.

Međutim, u plazmi na svaki jon utiče Coulomb-ovo polje svih ostalih jona i elektrona, što za posledicu ima smanjenje jonizacione energije $E_z(\infty) - E_z(g)$ (što se ponekad zove sniženje kontinuuma – continuum lowering) izolovanog jona, te stoga i u konačnom broju vezanih stanja. Odsecanje sume uklanja divergenciju izraza (2.2.3). Proračuni particionih funkcija mogu se naći npr. kod Griem-a, odeljak 7.3 u [50]. Redukcija je data sa:

$$\Delta E_z(\infty) = -zE_R \text{Min} \left(\frac{2a_0}{\rho_D}, \frac{3a_0}{2R_0} \right), \quad (2.2.5)$$

tj. treba se uzeti najmanja od dve veličine u zagradi. a_0 je Bohr-ov prečnik, ρ_D je faktor Debye-evog ekraniranja (Debye-ev prečnik)

$$\rho_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{e^2 (n_e + \sum_z z^2 n_z)}}, \quad (2.2.6)$$

dok je R_0 prečnik jonske sfere definisan sa:

$$\frac{4\pi}{3} R_0^3 n_z = 1. \quad (2.2.7)$$

Maksimalni glavni kvantni broj n_{\max} za vezana stanja ispod redukovane jonizacione granice se dobija iz

$$\Delta E_z(\infty) = -\frac{z^2 E_R}{n_{\max}^2}. \quad (2.2.8)$$

Proračun particionih funkcija razmatran je u odeljku 7.4 [50], a tabelarne vrednosti za veliki broj atoma i jona su date u [51] kao funkcija T za različite vrednosti $\Delta E_z(\infty)$.

Boltzman-ova raspodela, data izrazom (2.2.1), može se proširiti na kontinualna stanja razmatranjem tih stanja, stanjima slobodnih elektrona. Ako se definiše dn_e kao gustina elektrona sa energijama u intervalu E_{kin} do $E_{\text{kin}} + dE_{\text{kin}}$ a statističke težine dg_e

kao broj stanja slobodnih elektrona u tom energetskom intervalu, Boltzmann-ov odnos može se pisati:

$$\frac{dn_e}{dg_e} = \frac{n_z(q)}{g_z(q)} \exp\left[-\frac{E_{\text{kin}} - E_z(q)}{k_B T}\right]. \quad (2.2.9)$$

dg se izračunava uzimanjem u razmatranje ravanskih funkcija slobodnih elektrona i brojanjem mogućih svojstvenih modova u normalizacionoj zapremini [52], što daje

$$dg_e = 2 \frac{g_{z+1}(g)}{n_{z+1}(g)} \left(\frac{m_e}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \left(\frac{E_{\text{kin}}}{\pi}\right)^{1/2} dE_{\text{kin}}. \quad (2.2.10)$$

Zamenom u jednačinu 2.2.9. i integracijom po svim elektronskim energijama dobija se

$$\frac{n_{z+1}(g)n_e}{n_z(q)} = 2 \frac{g_{z+1}(g)}{g_z(q)} \left(\frac{m_e k_B T}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{z,q\infty}}{k_B T}\right), \quad (2.2.11)$$

gde je $E_{z,q\infty} = E_z(\infty) - E_z(q)$ jonizaciona energija nivoa q . Ova jednačina povezuje gustinu naseljenosti eksitovanog nivoa jona (z) sa gustinom osnovnog stanja sledećeg jonizacionog nivoa ($z+1$). Zamenom obe gustine stanja sa *ukupnim* gustinama n_z i n_{z+1} korišćenjem izraza (2.2.2) dobija se

$$\frac{n_{z+1}n_e}{n_z} = 2 \frac{U_{z+1}(T)}{U_z(T)} \frac{1}{\lambda_B^3} \exp\left(-\frac{E_{z,q\infty}}{k_B T}\right), \quad (2.2.12)$$

gde je uvedena termalna de Broglie-eva talasna dužina elektrona

$$\lambda_B = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_e k_B T}\right)^{1/2}. \quad (2.2.13)$$

Izraz (2.2.12) može se numerički napisati kao

$$\frac{n_{z+1}/\text{m}^{-3}}{n_z/\text{m}^{-3}} \frac{n_e}{\text{m}^{-3}} = 6.034 \times 10^{27} \frac{U_{z+1}(T)}{U_z(T)} \left(\frac{k_B T}{\text{eV}}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{z,q\infty}}{k_B T}\right), \quad (2.2.14)$$

Na višim elektronskim gustinama, kada se plazma efekti moraju uzeti u obzir, desna strana izraza (2.2.12) postaje takođe zavisna od elektronske gustine zbog snižavanja energije jonizacije (2.2.5) oba stanja (z) i ($z+1$). Izrazi (2.2.11) i (2.2.12) poznati su kao **Saha jednačina** (Saha-Eggert-ova jednačina).

Raspodela jonizacionih stanja dobija se računanjem izraza (2.2.12) za sve susedne jone pod uslovom da sve gustine daju ukupnu gustinu n_i vrste (i)

$$n_i = \sum_{z=0}^Z n_z . \quad (2.2.15)$$

Za jedno-komponentnu plazmu, uslov neutralnosti plazme zahteva

$$n_e = \sum_{z=1}^Z z n_z . \quad (2.2.16)$$

2.2.1. Lokalna termodinamička ravnoteža

Kompletna termodinamička ravnoteža se nikad ne postiže u laboratorijskim plazmama, međutim, postoji u unutrašnjosti zvezda. Zračenje uglavnom izlazi iz plazmi, te su stoga polja zračenja unutar plazme ispod gustine energije Plank-ovog zračenja.

Bez obzira na to, u slučaju plazmi velikih gustina sudari će biti učestani, tako da održavaju stabilnu gustinu naseljenosti prema Boltzmann-ovoj relaciji i raspodela jonizacionih stanja je data Saha jednačinom. Ovi uslovi predstavljaju moćan koncept koji se naziva **lokalna termodinamička ravnoteža (LTE – local thermal equilibrium)**. Kako su elektronski sudari mnogo brži od jonskih, oni će ostvariti ravnotežu; Maxwell-ova raspodela energija elektrona se naravno podrazumeva. Stoga je elektronska temperatura relevantna i mora se primeniti u termodinamičkim jednačinama u sledećem odeljku. Jonska temperatura se može razlikovati.

Da bi prevladala LTE u stabilnoj plazmi za gustine naseljenosti svih nivoa jona, Griem [52] je predložio da brzina elektronskih sudara na „najvećem energijskom razmaku“ u smislu atomskog sistema, mora biti veća makar deset puta od odgovarajuće brzine radijativne deeksitacije:

$$n_z(p) n_e X_z(p \rightarrow q) \geq 10 n_z(p) A_z(p \rightarrow q) . \quad (2.2.17)$$

Naseljenost nivoa će stoga odstupati od Boltzmann-ove vrednosti manje od 10%. Iz izraza (2.2.17) može se izvesti [49] izraz za minimalnu gustinu elektrona u plazmi za koju će važiti LTE za prelaz $p \rightarrow q$:

$$n_e \geq 1.4 \times 10^{20} \left(\frac{E_z(p) - E_z(q)}{\text{eV}} \right)^3 \left(\frac{k_B T}{\text{eV}} \right)^{1/2} . \quad (2.2.18)$$

Sa smanjenjem elektronske gustine, sudari postaju manje učestali i naseljenost nivoa počinje da odstupa od Boltzmann-ove raspodele, prvo kod nivoa koji su razdvojeni najvećim energetske razmakom, kao što su vodoniku slični ili helijumu slični joni između osnovnog i prvog eksitovanog stanja. Viši nivoi će i dalje biti popunjeni prema Boltzmann-ovoj raspodeli i povezani sa gustinom osnovnog stanja sledećeg jonizacionog stanja prema Saha jednačini. Kako struktura viših nivoa podseća na vodoniku slične jone, opravdano je nastaviti razmatranje za jedno elektronski sistem. Griem [50] je definisao nivo (glavni kvantni broj n_{cr}) kao termalnu granicu, za koju je brzina sudarne depopulacije deset puta veća od brzine radijativnog raspada. Svi viši nivoi su stoga opisani Boltzmann-ovom raspodelom. Ovo je veoma koristan koncept i naziva se **parcijalna lokalna termodinamička ravnoteža (pLTE – partial Local Thermal Equilibrium)**.

$$n_{cr} \approx \left[\frac{10}{2\sqrt{\pi}} \frac{z^7}{N_e} \left(\frac{\alpha}{a_0} \right)^3 \right]^{2/17} \left(\frac{kT}{z^2 E_H} \right)^{1/17}, \text{ izraz 7.77 u [50]} \quad (2.2.19)$$

2.2.2. Određivanje elektronske temperature

Postoje različite metode za merenje temperature plazme koristeći spektralnu emisiju [52]. Metod koji se najviše koristi je metod Boltzmann-ove prave. Da bi se ova metoda primenila, mora da važi pretpostavka da je eksitaciona temperatura jednaka elektronskoj $T_e = T_{eks}$. Eksitaciona temperatura određuje naseljenost eksitovanih nivoa plazma emitira. Stoga primena metode Boltzmann-ove prave implicira da energetski nivo linije koja se koristi za Boltzmann-ov grafik mora biti iznad granice parcijalne lokalne termodinamičke ravnoteže.

Metod Boltzmann-ove prave je baziran na odnosu intenziteta između dve ili više spektralnih linija koje pripadaju istoj vrsti elementa. Za plazmu koja se nalazi u pLTE, spektralni intenzitet atomske ili jonske linije elementa a sa prelazom između energetskih nivoa $E_k \rightarrow E_i$ je proporcionalan sa

$$I^{ki} \sim N_a \frac{g_k A_{ki}}{U(T)} \exp\left(-\frac{E_k}{k_B T}\right), \quad (2.220)$$

gde je N_a gustina čestica elementa a u plazmi, A_{ki} je verovatnoća prelaza. Odnos dve linije istog elementa u istom jonizacionom stanju je:

$$\frac{I'}{I} = \frac{g' A'}{g A} \exp\left(-\frac{E' - E}{k_B T}\right), \quad (2.2.21)$$

gde su indeksi k i i izostavljeni zbog jednostavnosti.

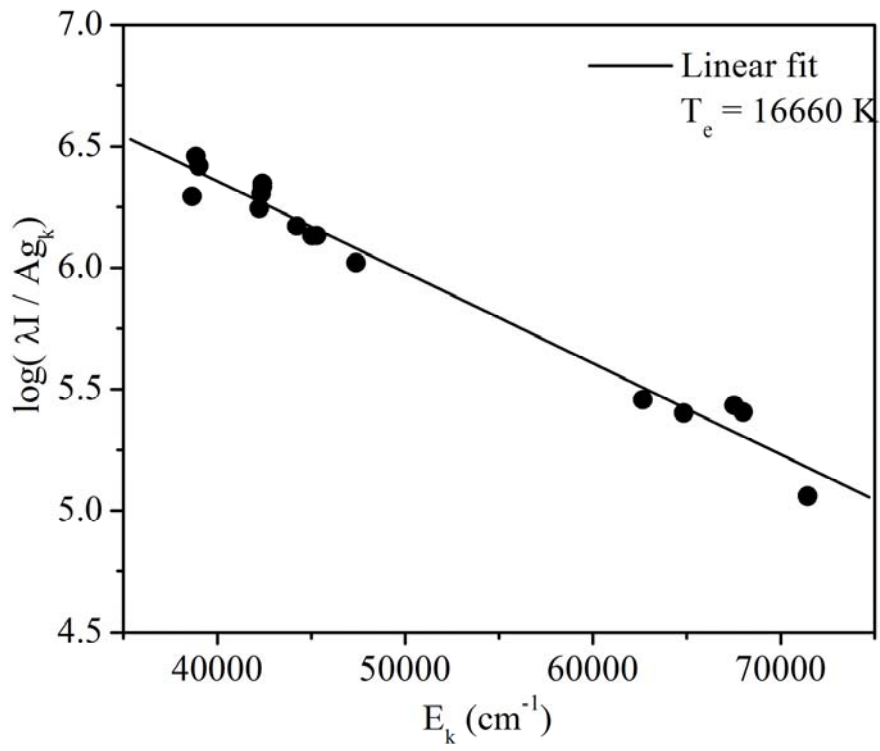
Merenjem intenziteta linija dobijenih snimanjem spektrometrom i prethodno korigovanih na spektralni odziv, za linije sa poznatim vrednostima A , g i E [53,54] moguće je izračunati temperaturu plazme. Izabrane linije moraju biti proverene na prisustvo samoapsorpcije inače će dobijena vrednost temperature biti pogrešna. Korišćenje samo dve linije za određivanje temperature nije precizno. Kako bi se povećala tačnost u proračun se uvodi više linija, odnosno intenziteta linija sa odgovarajućim parametrima. Logaritmovanjem izraza (2.2.20) dobija se

$$\ln\left(\frac{I^{ki}}{g_k A_{ki}}\right) = -\frac{E_k}{k_B T} + \text{const}. \quad (2.2.21)$$

Prikazom vrednosti leve strane izraza (2.2.21) na grafik u funkciji E_k , različite vrednosti intenziteta linija, koje pripadaju istom elementu i istom jonizacionom stanju, ležaće duž prave linije čiji je nagib $-1/(k_B T)$. Ovo se naziva Boltzmann-ov grafik i iz nagiba prave može se odrediti temperatura. Kako bi tačnost ovako određene temperature bila što veća nekoliko uslova treba zadovoljiti:

- podaci za spektralnu liniju (energetski nivoi) dati u bazama podataka [53 ili 54] moraju biti što veće tačnosti;
- gornji energetski nivoi koji se koriste za Boltzmann-ov grafik, trebaju biti što više razmaknuti (> 0.5 eV).

Na slici 2.2.1 prikazan je primer Boltzmann-ovog grafika, gde su korišćene spektralne linije jednostruko jonizovang gvožđa za određivanje temperature.



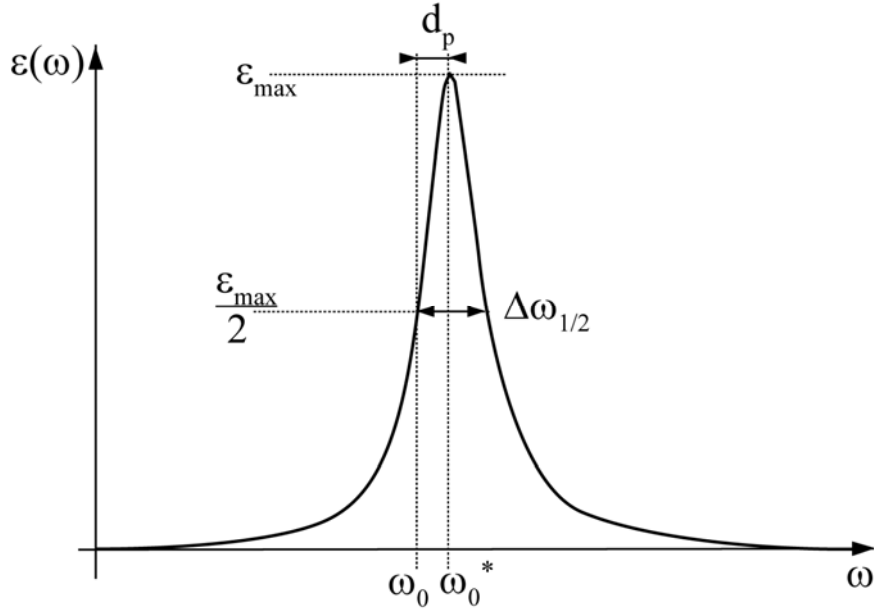
Slika 2.2.1. Primer Boltzmann-ovog grafika.

2.3 ŠIRENJE SPEKTRALNIH LINIJA U PLAZMI

Linijski spektar potiče od zračenja koje nastaje pri prelasku elektrona sa višeg na niže energetske stanje unutar atoma ili jona emitera i superponira se na kontinualni deo spektra. Kontinualni deo spektra (kontinuum) potiče od rekombinacionog i zakočnog zračenja. U prirodi ne postoji idealno monohromatsko zračenje u smislu da se spektralna linija može opisati δ funkcijom, već linije imaju konačnu širinu i različit oblik. Oblik (profil) spektralne linije zavisi od okruženja u kome se emiter nalazi, odnosno od uslova koji se javljaju u plazmi. Profil nije nužno simetričan, već je spektralna raspodela energije zračenja $\varepsilon(\omega_0^*)$ najveća u centru profila ($\omega = \omega_0^*$) i nejednako opada na krilima profila, kao posledica kvadrupolnih interakcija ili povratnog dejstva emitera na perturber, videti sliku 2.3.1. Poluširina (FWHM – Full Width at Half Maximum) $\Delta\omega_{1/2}$ spektralne linije, oblik krila, moguća asimetrija i pomeraj d_p , su osnovne karakteristike profila, obzirom da govore o posebnim fizičkim uslovima i procesima pod kojima se emituje elektromagnetno zračenje iz plazme. Na osnovu analize oblika i parametara spektralnih linija moguće je dobiti informacije o sredini iz koje se to zračenje emituje i/ili apsorbuje, kao što su gustina naelektrisanih ili neutralnih čestica, njihova temperatura, kao i podaci o atomskim procesima. Radi određivanja gustine elektrona u nisko-temperaturnoj plazmi neophodno je razdvojiti uticaj svih ostalih procesa koji utiču na širinu i oblik spektralnih linija, merenih u okviru ovog rada tehnikama optičke emisije spektroskopije.

Procesi odnosno mehanizmi širenja spektralnih linija su:

- instrumentalno širenje: posledica karakteristika spektralnog uređaja korišćenog prilikom merenja i o njemu će biti reči u opisu eksperimenta;
- prirodno širenje: koje je uzrokovano konačnošću srednjeg vremena života atoma u pobuđenom energetske stanju;
- Doppler-ovo širenje, čiji je uzrok kretanje emitera u odnosu na sistem za detekciju;
- Širenje usled pritiska, kao posledica interakcije emitera sa okolnim neutralnim i naelektrisanim česticama.



Slika 2.3.1. Ilustracija profila spektralne linije sa naznačenim parametrima

2.3.1. Funkcije profila

Oblici linija su opisani funkcijom oblika linije L koja zavisi od frekvencije ν , ugaone frekvencije ω , talasne dužine λ , ili talasnog broja σ . U teoretskim proračunima obično se koristi ugaona frekvencija ω . Profil L je normalizovan:

$$\int_{line} L(\omega) d\omega = 1 \quad (2.3.1)$$

Naravno, eksperimentalni profili su dati kao funkcija talasne dužine ili talasnog broja. Dve funkcije koje se najčešće koriste za opisivanje oblika spektralnih linija su Gauss-ijan L_G i Lorentz-ijan L_L :

$$L_G(\lambda; \Delta\lambda_{1/2}^G) = \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} \frac{1}{\Delta\lambda_{1/2}^G} \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_{1/2}^G} \right)^2 \right] \quad (2.3.2)$$

$$L_L(\lambda; \Delta\lambda_{1/2}^L) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\lambda_{1/2}^L / 2}{(\lambda - \lambda_0)^2 + (\Delta\lambda_{1/2}^L)^2} \quad (2.3.3)$$

Konvolucijom Gauss-ove i Lorentz-ove funkcije dobija se Voigt-ov profil.

$$\begin{aligned}
L_V(\lambda - \lambda_0; \Delta\lambda_{1/2}^G, \Delta\lambda_{1/2}^L) &= L_G(\lambda - \lambda_0; \Delta\lambda_{1/2}^G) \circ L_L(\lambda - \lambda_0; \Delta\lambda_{1/2}^L) \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} L_G(\lambda - \lambda') L_L(\lambda - \lambda -) d\lambda' \\
&= \frac{1}{\Delta\lambda_{1/2}^G} \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} V(x, a)
\end{aligned} \tag{2.3.4}$$

$V(x, a)$ je Voigt-ova funkcija [49] data izrazom

$$V(x, a) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{a^2 + (x-t)^2} dt. \tag{2.4.5}$$

Promenljiva x , promenljiva talasnih dužina je normalizovana na poluširinu Gauss-ovog profila:

$$x = \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_{1/2}^G} 2\sqrt{\ln 2} \tag{2.4.6}$$

dok je parametar a Voigt-ove funkcije, koji specificira relativnu važnost Gauss-ove i Lorentz-ove komponente, dat sa:

$$a = \frac{\Delta\lambda_{1/2}^L}{\Delta\lambda_{1/2}^G} \sqrt{\ln 2} \tag{2.4.7}$$

Na slici 2.3.2., data su ova tri oblika linije iste poluširine. Krila linije koja sporo opadaju su karakteristika Lorentz-ovog profila, dok je Gauss-ov profil više koncentrisaniji. Kod Voigt-ovog profila, Gauss-ova komponenta dominira u centru linije, dok Lorentz-ova komponenta dominira na krilima linije.

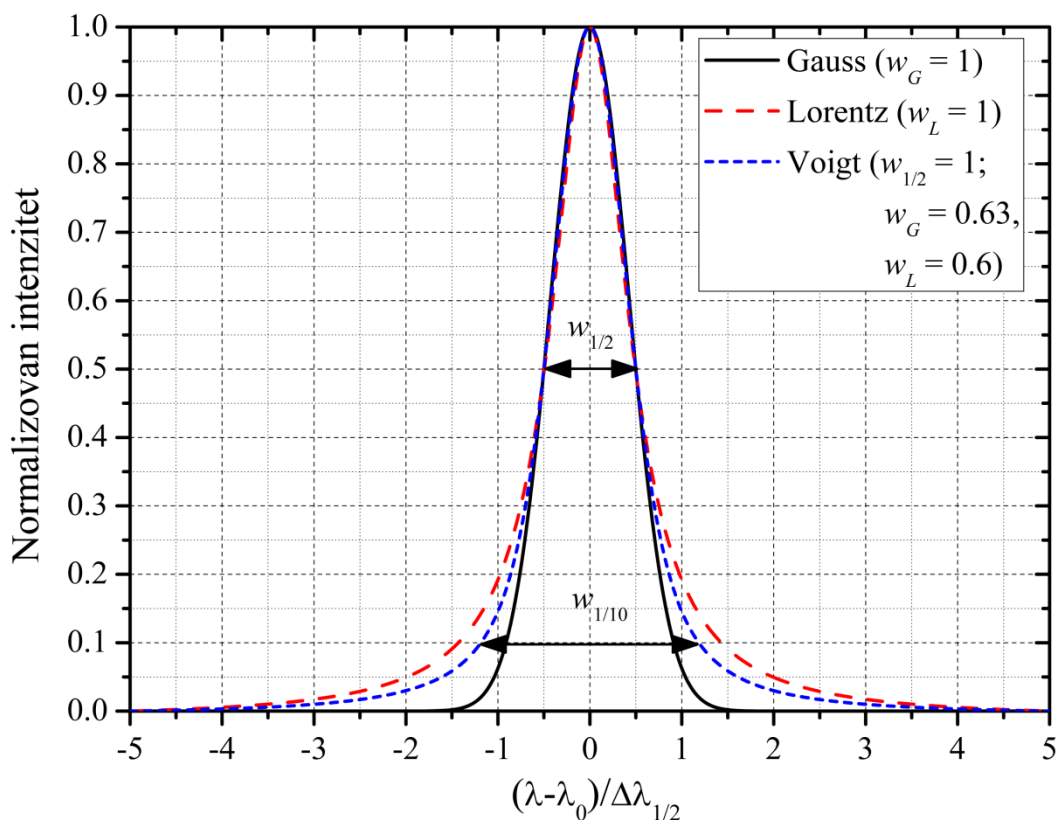
Konvolucija dva Gauss-ova profila daje opet Gauss-ov profil sa poluširinom

$$(\Delta\lambda_{1/2}^G)^2 = (\Delta\lambda_{1/2}^{G1})^2 + (\Delta\lambda_{1/2}^{G2})^2, \tag{2.3.8}$$

a konvolucija dva Lorentz-ova profila rezultuje opet Lorentz-ovim profilom čija je poluširina:

$$\Delta\lambda_{1/2}^L = \Delta\lambda_{1/2}^{L1} + \Delta\lambda_{1/2}^{L2}, \tag{2.3.9}$$

Sve dok redosled konvolucije nije važan, konvolucija dva Voigt-ova profila takođe daje Voigt-ovu funkciju.



Slika 2.3.2. Gauss-ijan, Lorentz-ijan i Voigt profil istih poluširina $w_{1/2}$

2.3.2. Mehanizmi širenja spektralnih linija

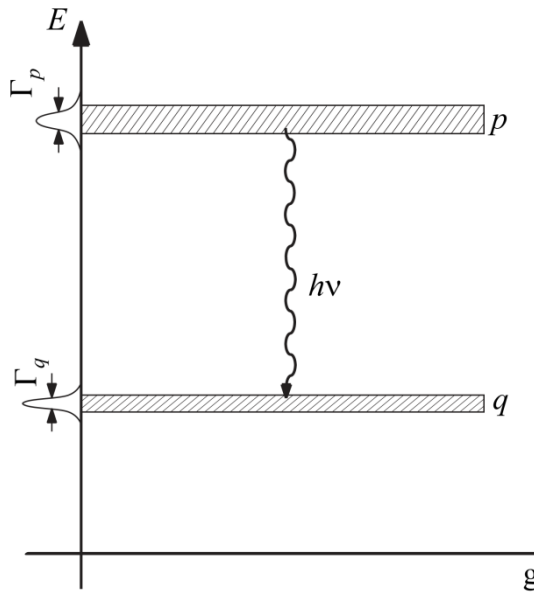
Prirodno širenje

Energetski nivoi eksitovanih stanja u atomskim sistemima nisu beskonačno oštri, već se moraju zameniti raspodelom energije zbog konačnog vremena života ovih nivoa, slika 2.3.3. Heisenberg-ov princip neodređenosti povezuje neodređenost ΔE energije E bilo kog atomskog sistema sa neodređenošću Δt vremenskog intervala tokom koga se odgovarajuća merenja energije obavljaju. Ako su ΔE i Δt definisani kao standardna devijacija odgovarajućih raspodela, princip neodređenosti zahteva

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar / 2, \quad (2.3.10)$$

Za kvazi-stacionarna stanja (p) sa $\Delta E(p) \square E(p)$ važi znak jednakosti (stanje maksimalne određenosti) i sa $\Gamma_p = 2\Delta E(p)$ dobija se da za svako stanje

$$\Gamma_p \tau_p = \hbar, \quad (2.3.11)$$



Slika 2.3.3. Prirodna širina eksitovanih energetskih nivoa [49]

gde je $\Delta t = \tau_p = 1/A(p \rightarrow)$, jer je za eksponencijalnu raspodelu vremenskih intervala, standardna devijacija jednaka srednjoj vrednosti koja je definisana kao vreme života τ_p stanja. Raspodela energije je Lorentz-ijan sa punom poluširinom Γ_p , što dovodi do Lorentz-ijanskog oblika linije za prelaz između nivoa (p) i (q) sa poluširinom

$$\Delta\omega_{1/2} = \frac{\Gamma_p + \Gamma_q}{\hbar} = \frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_q} = A(p \rightarrow) + A(q \rightarrow), \quad (2.3.12)$$

Detaljni kvantno mehanički tretman može se naći npr u [55]. U jedinicama talasnih dužina relativna širina postaje

$$\frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\lambda_{pq}} = \frac{\lambda_{pq}}{2\pi c} [A(p \rightarrow) + A(q \rightarrow)], \quad (2.3.13)$$

Za slučaj vodonikove Lyman-alfa linije relativna prirodna širina je 4×10^{-8} , što je zaista zanemarljivo. Za izoelektronski niz širina se skalira sa Z^2 , i na primer, za liniju Lyman-alpha Fe XXVI postaje oko 3×10^{-5} ; što je i dalje malo u poređenju sa Doppler-ovom širinom, jer ovo visoko jonizovano stanje u plazmi se dostiže samo za visoke temperature. U vidljivom delu spektra, relativna prirodna širina je reda veličine 10^{-5} nm

i obično se zanemaruje u poređenju sa ostalim mehanizmima širenja. U dalekoj UV i VUV oblasti prirodna širina linije ima veću vrednost i može biti uporediva sa ostalim mehanizmima širenja spektralnih linija.

Doppler-ovo širenje

Svako kretanje emitera vodi do Doppler-ovog pomeraja ugaone frekvencije ω_{pq} emitujućeg talasa koja je za nerelativističke brzine data izrazom:

$$\frac{\omega - \omega_{pq}}{\omega_{pq}} = \frac{v_x}{c}, \quad (2.3.14)$$

gde je v_x komponenta brzine u smeru x emitovanog zračenja dok je c brzina svetlosti. Emisija ansambla emitera sa jednodimenzionom raspodelom brzina $f_a(v_x)$ u tom smeru rezultuje širenjem monohromatskog profila. Zamenom jednačine (2.3.14) u

$$L_D(\omega) d\omega = f_a(v_x) dv_x, \quad (2.3.15)$$

dobija se Doppler-ov profil

$$L_D(\omega) = \frac{c}{\omega_{pq}} f_a\left(c \frac{\omega - \omega_{pq}}{\omega_{pq}}\right), \quad (2.3.16)$$

Profil oslikava upravo raspodelu brzina u x pravcu. Za Maxwell-ovu raspodelu $f_a(v_x)$ temperature T_a funkcija oblika linije (2.3.16) postaje Gauss-ijan (2.3.3) sa poluširinom

$$\Delta\omega_{1/2}^G = \omega_{pq} \sqrt{8 \ln 2 \frac{k_B T_a}{m_a c^2}}, \quad (2.3.17)$$

ili u jedinicama talasnih dužina

$$\frac{\Delta\lambda_{1/2}^G}{\lambda_{pq}} = \sqrt{8 \ln 2 \frac{k_B T_a}{m_a c^2}} = 7.715 \times 10^{-5} \sqrt{\frac{k_B T_a / \text{eV}}{m_a c^2 / u}}, \quad (2.3.18)$$

$$\Delta\lambda_{1/2}^G = 7.162 \times 10^{-7} \lambda_{pq} \sqrt{\frac{T_a / \text{K}}{m_a / u}}$$

m_a je masa emitera a „ u “ je atomska jedinična masa.

Širenje usled pritiska neutralnim česticama

Okolne čestice utiču na proces emisije emitera što za posledicu ima širenje i pomeraj spektralnih linija. Oba efekta zavise od gustine čestica i njihove brzine (temperature), zbog toga izraz širenje usled pritiska ima smisla.

Perturbovanje atomima i molekulima igra ulogu samo u nisko temperaturnim i slabo jonizovanim plazmama, a često je i u ovim slučajevima zanemarljiva u poređenju sa perturbovanjem naelektrisanim česticama. Interakcija sa atomima iste vrste rezultuje rezonantnim širenjem, ukoliko je ili niži (q) ili viši (p) energetski nivo emitovane linije isti kao gornji nivo rezonantnog prelaza, tj. nivo je povezan sa osnovnim stanjem (g) dozvoljenim dipolnim prelazom (frekvencije ω_{qg} ili ω_{pg} , oscilatorne jačine $f(g \rightarrow q)$ ili $f(g \rightarrow p)$). Interakcija između perturbera i emitera je dobro aproksimirana dipol-dipol potencijalom $V(R) \propto 1/R^3$, gde je R rastojanje između njih; ovo vodi do Lorentz-ovog profila sa zanemarljivim pomerajem i poluširinom datom sa

$$\Delta\omega_{1/2} \approx 4\pi \left(\frac{g(g)}{g(p)} \right)^{1/2} r_e c^2 \frac{1}{\omega_{pg}} f(g \rightarrow p) n_a(g), \quad (2.3.19)$$

gde je $n_a(g)$ gustina atoma u osnovnom stanju. Uvođenjem jedinica za talasnu dužinu ova jednačina se može napisati sa numeričkim faktorom za liniju čija je talasna dužina λ_{pq} kao:

$$\frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\lambda_{pq}} \approx 9 \times 10^{-34} \sqrt{\frac{g(g)}{g(p)}} f(g \rightarrow p) \frac{\lambda_{pq}}{\text{nm}} \frac{\lambda_{pg}}{\text{nm}} \frac{n_a(g)}{\text{m}^{-3}}. \quad (2.3.20)$$

Iako je u većini slučajeva zanemarljivo, rezonantno širenje se može smatrati dominantnim u ekstremnim slučajevima, kao na primer, u lampama visokog intenziteta pražnjenja (high intensity discharge – HID- lamps) [56].

Van der Waals-ovo širenje. U prvoj aproksimaciji, interakcija emitera i ne istih neutralnih perturbera je opisana Van der Waals-ovim potencijalom $V(R) = \hbar C_6 / R^6$ i oblik linije je u centru Lorentz-ijan. Konstanta Van der Waals-ove interakcije je specifična za svaki par atoma/molekula. Sile kojima neutralni atom deluje na emiter su kratkog dometa. Usled njihovog dejstva razlika između dva energetska nivoa je različita za različita rastojanja perturbera i emitera. Zbog toga su i talasne dužine emitovanog

zračenja različite. Usrednjavanjem po verovatnoćama svih mogućih rastojanja između emitera i perturbera dobija se proširena linija. Maksimalni intenzitet linije je pomen u odnosu na zračenje ne perturbovanog emitera i odgovara najverovatnijem rastojanju između njega i perturbera.

U sudarnoj aproksimaciji (videti sekciju 2.3.3.) dobija se poluširina linije [57]

$$\Delta\omega_{1/2} \approx 8.08C_6^{2/5}v^{3/5}n_b, \quad (2.3.21)$$

gde je v srednja relativna brzina između emitera mase m_a i perturbera mase m_b , a n_b je gustina perturbera, v je dato sa

$$v = \left(\frac{8k_B T}{\pi\mu} \right)^{1/2} \text{ sa redukovanom masom } \frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_a} + \frac{1}{m_b}. \quad (2.3.22)$$

Konstanta interakcije C_6 je najbolje određena eksperimentalno [58], ali se može izračunati kao

$$C_6 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\hbar} \alpha_d \left| \langle R_p^2 \rangle - \langle R_q^2 \rangle \right|. \quad (2.3.23)$$

Jedinice za ovu konstantu su $[C_6] = \text{m}^6 \text{s}^{-1}$, dok je α_d dipolna polarizabilnost perturbera ($[\alpha_d] = \text{m}^3$), $\langle R_p^2 \rangle$ i $\langle R_q^2 \rangle$ su srednje kvadratni prečnici nivoa (p) i (q) emitera. Za neke atome, vrednosti α_d i $\langle R^2 \rangle$ se mogu naći tabelarno, npr. [59, 60] ili se mogu izračunati u vodoničnoj aproksimaciji [57]. Sa redukovanom masom μ izraženom u atomskim jedinicama u. izraz (2.3.21) se može napisati kao

$$\frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\lambda_{pq}} \approx 8.5 \times 10^{-17} \frac{\lambda_{pq}}{\text{nm}} \left(\frac{C_6}{\text{m}^6 \text{s}^{-1}} \right)^{2/5} \left(\frac{T/\text{K}}{\mu/\text{u}} \right)^{3/10} \frac{n_b}{\text{m}^{-3}}. \quad (2.3.24)$$

Linije su takođe pomerene ka „crvenom“, tj. ka višim talasnim dužinama, gde je pomeraj dat sa [49]

$$\Delta\lambda_{\text{shift}} \approx \frac{\Delta\lambda_{1/2}}{2.75}. \quad (2.3.25)$$

Van der Waals-ovo širenje je zanemarljivo u većini plazmi kao i rezonantno širenje.

2.3.3. Stark-ovo širenje

Širenje spektralnih linija usled pritiska naelektrisanim česticama (elektronima i jonima) uglavnom dominira u plazmama i naziva se Stark-ovo širenje. Ono prirodno zavisi od atomske strukture emitujućeg atoma ili jona (emitera) a kako atomska struktura pokazuje mnogo regularnosti i sličnosti, to se može očekivati i za širenje i pomeranje atomskih linija.

Standardna referenca za Stark-ovo širenje je knjiga Griem-a [55]. Dalji napredak teorije je analiziran u [50] a skorašnji pregled oblasti dat je u [7, 10].

Složenost širenja je očigledna, jer je emisija linija perturbovana dugo-dometnom Coulomb-ovom interakcijom sa mnoštvom naelektrisanih čestica u plazmi. Ako je polje plazme $\vec{E}(t)$ na poziciji čestice koja zrači a operator dipolnog momenta $Q^{(1)} = -e\vec{r}$ za vezani elektron čestice koja zrači, Hamiltonijan interakcije je

$$\Delta H = -e\vec{r}\vec{E}(t), \quad (2.3.26)$$

gde je jačina električnog polja data sa

$$\vec{E}(t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_i z_i e \frac{\vec{r}_i(t)}{[r_i(t)]^3} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_j e \frac{\vec{r}_j(t)}{[r_j(t)]^3}, \quad (2.3.27)$$

gde su \vec{r}_i i \vec{r}_j pozicije jona i elektrona u plazmi, a z_i je naelektrisanje jona. Monopolni i više multipolni članovi u ΔH mogu se zanemariti u većini slučajeva [50]. U principu, treba rešiti vremenski zavisnu Schrödinger-ovu jednačinu sa dodatim ΔH . Opšte rešenje je nemoguće, ali razmatranje relevantnih vremenskih skala vodi do dve aproksimacije koje su uspešno primenjene: sudarna aproksimacija i kvazistatička aproksimacija.

Sudarna aproksimacija

Sudarna aproksimacija je zasnovana na tome da se, električno polje koje proizvode elektroni, veoma brzo menja dok elektroni prolaze pored neutralnog atoma na pravolinijskim putanjama ili jona na hiperboličkim putanjama. Putanje su fiksirane a povratna reakcija se uglavnom zanemaruje. Efekat na sistem se stoga može tretirati kao sudar, što u klasičnoj slici predstavlja iznenadnu promenu faze emitovanog

elektromagnetnog talasnog paketa. U slučaju nasumičnih sudara, Fourier-ova transformacija daje Lorentz-ov oblik linije. Ovaj sudarni efekat može se opisati takođe sa stanovišta principa neodređenosti: sudari prosto skraćuju vreme života nivoa što dovodi do širenja linije.

Mogu se razlikovati slabi i jaki sudari. Za velike sudarne parametre promena faze talasnog paketa je mala, ali mnogo sudara doprinosi i zbog toga uglavnom oni dominiraju. Sa smanjenjem sudarnog parametra, promena faze se povećava i kada postane veća od jednog radijana, može se govoriti o jakim sudarima. Oni su retki i mogu se obično tretirati kao korekcija. Sudarni parametar za promenu faze od jednog radijana naziva se Weisskopf-ov prečnik.

Početna tačka za većinu proračuna poluširine (FWHM) izolovane linije u jedinicama ugaone frekvencije je osnovna formula koju je dao Baranger [61] za prelaz sa gornjeg nivoa (p) na donji nivo (q)

$$\Delta\omega_{1/2} = n_e \int_0^\infty v f_e(v) \left(\sum_{p' \neq p} \sigma_{pp'}(v) + \sum_{q' \neq q} \sigma_{qq'}(v) \right) dv + n_e \int_0^\infty v f_e(v) \left(\int |\phi_p(\theta, v) - \phi_q(\theta, v)|^2 d\Omega \right) dv, \quad (2.3.28)$$

Prvi član daje doprinos širini linije od neelastičnih sudara (poprečni presek σ) povezujući gornji i donji nivo sa ostalim perturbujućim nivoima (p') i (q'), respektivno. Integracija se vrši po raspodeli elektronskih brzina $f_e(v)$. Drugim članom je opisan doprinos elastičnih sudara: $\phi_p(\theta, v)$ i $\phi_q(\theta, v)$ su amplitude elastičnog rasejanja za jon u gornjem i donjem stanju, a integracija se vrši po uglu rasejanja, θ , gde je $d\Omega$ element prostornog ugla. U ovoj aproksimaciji, oba doprinosa su proporcionalna elektronskoj gustini, n_e . Ovaj pristup je zanimljiv zbog činjenice da povezuje širinu linije sa poprečnim presecima atomskih sudara.

Semiklasični pristup, koji su postavili Griem i saradnici [62] je najviše upotrebljavan za računanje širenja linija [50,63,64]. Relativno brzi proračuni su mogući semiempirijskim metodom koji koristi efektivne Gaunt-ove faktore [65]. Ovi proračuni su analizirani za primenu od strane [66, 67]. Oba pristupa su modifikovana u [68].

Nedavni proračuni širenja linija usled sudara sa elektronima se okreću ka punim kvantno-mehaničkim proračunima, npr [69,70].

Kvazistatička aproksimacija

Kod kvazistatičke aproksimacije, električno polje koje prave joni smatra se konstantnim na poziciji čestice koja zrači tokom emisionog procesa. Ovo plazma mikropolje cepa i pomera gornji i donji nivo prelaza. Perturbaciona teorija daje jednostavne slučajeve za pomeraj linije

$$\Delta\omega_{pq}(E) = C_{pq}^{(k)} E^m, \quad (2.3.29)$$

gde $m = 1$ i $m = 2$ važi za linearni i kvadratični Stark-ov efekat, respektivno, dok (k) označava Stark-ovu komponentu. Kako je polje okarakterisano raspodelom, sve komponente su razmazane što se rezultuje u profilu linije.

Prve proračune raspodele jonskog mikropolja uradio je Holtsmark [71], koji je pretpostavio da su joni u plazmi statistički nezavisni i doprinose polju kao prvi član jednačine (2.3.27). Zanimajući eksterna magnetna i električna polja, mikropolje je stoga izotropno. Običaj je da se u literaturi mikropolje obeležava sa \overline{F} . Holtsmark-ova raspodela polja je

$$H(\beta) = \frac{2}{\pi} \beta \int_0^{\infty} \sin(\beta x) \exp(-x^{3/2}) dx, \quad (2.3.30)$$

sa normalizovanom jačinom polja

$$\beta = \frac{F}{F_0} \quad \text{i} \quad \int_0^{\infty} H(\beta) d\beta = 1. \quad (2.3.31)$$

F_0 je Holtsmark-ova jačina polja definisana sa [49]

$$F_0 = 2.603 \frac{ze}{4\pi\epsilon_0} n_z^{2/3}, \text{ respektivno } \frac{F_0}{V/m} = 3.748 \times 10^{-9} z \left(\frac{n_z}{\text{m}^{-3}} \right)^{2/3}. \quad (2.3.32)$$

Integral se ne može izračunati analitički, već se izračunava numerički. Za deo raspodele gde je jačina polja veća $\beta \gg 1$, koji određuje najveći pomeraj $\Delta\omega$ te stoga i krila linije, asimptotska ekspanzija daje

$$H(\beta) \approx \frac{1.496}{\beta^{5/2}}, \quad (2.3.33)$$

Ova granica odgovara *aproksimaciji najbližeg suseda* koja se bazira na pretpostavci da je polje na emitujućoj čestici jedino određeno uticajem najbližeg jona. Deo raspodele

gde je jačina polja slabija $\beta \ll 1$, označava superpoziciju polja od mnogo udaljenih perturbatora.

Srednje mikropolje proizvedeno od strane jona u plazmi se dobija usrednjavanjem β po Holtsmark-ovoj raspodeli

$$\bar{\beta} = \int_0^{\infty} \beta H(\beta) d\beta, \quad (2.3.34)$$

što dalje prema [55]

$$\bar{F} \approx 3.38 F_0, \quad (2.3.35)$$

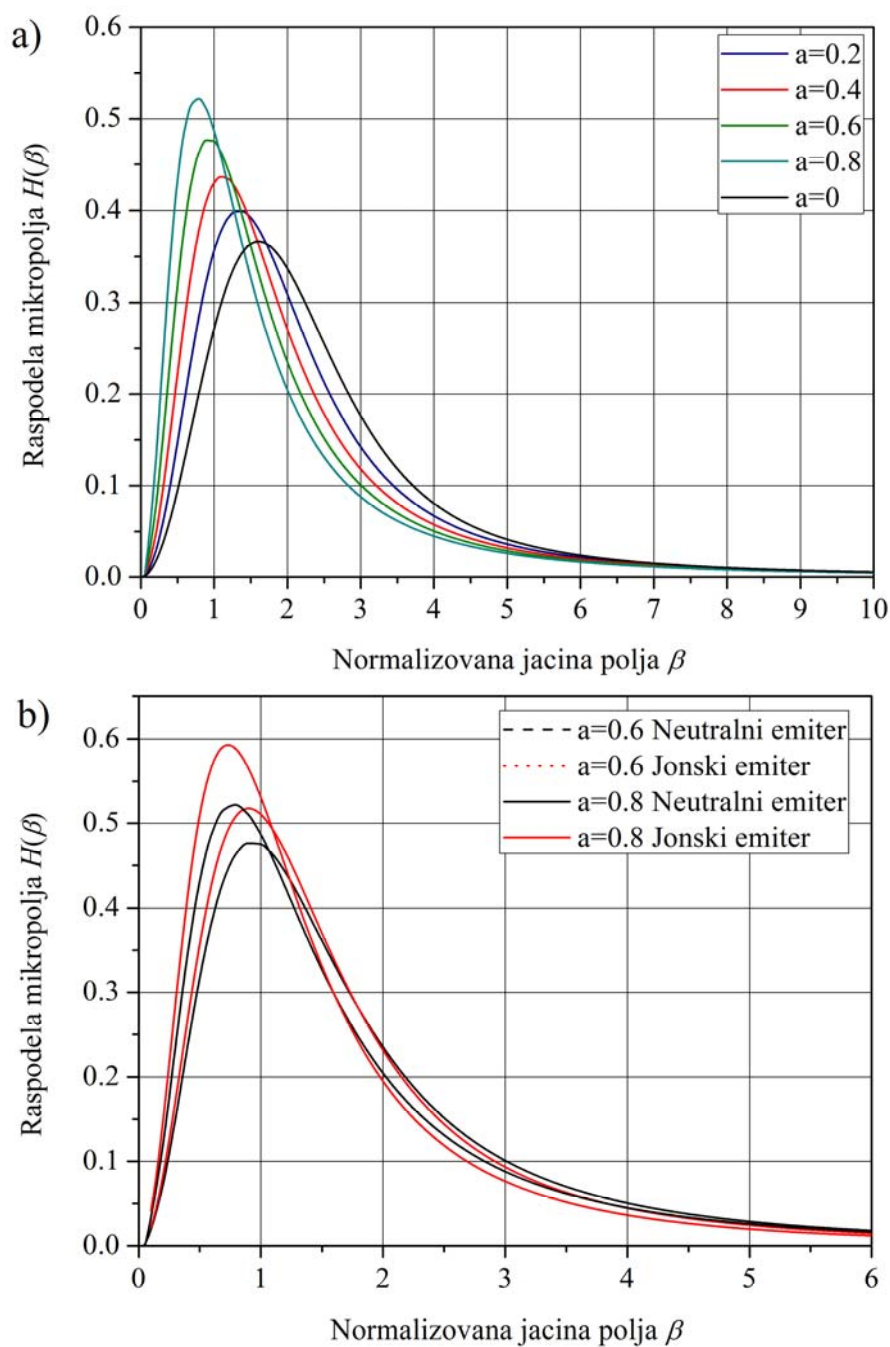
Usavršeniji proračuni raspodele polja uzimaju u obzir jonsko-jonske korelacije i ekraniranje perturbatora ostalim česticama u plazmi, efekat poznat kao Debye-evo ekraniranje. Uticaj ovih efekata na raspodelu mikropolja prikazan je na slici 2.3.3. Raspodele je izračunao Hooper [72] za $z = 1$. One zavise od bezdimenzionog parametra a definisanog kao

$$a = \frac{R_0}{\rho_D}. \quad (2.3.36)$$

R_0 je prečnik jonske sfere ($\frac{4\pi}{3} R_0^3 n_z = 1$, n_z je gustina jona sa naelektrisanjem z) a ρ_D je Debye-ev prečnik definisan kao

$$\rho_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{e^2 n_e}}. \quad (2.3.37)$$

Raspodele mikropolja se neznatno razlikuju u slučaju kada je emitujuća čestica neutralni atom ili jon, jer u drugom slučaju emitujući jon odbija perturbujuće jone. Holtsmark-ova raspodela je prikazana radi poređenja: ona odgovara slučaju kada je Debye-ev prečnik veoma velik, tj. za $a = 0$.



Slika 2.3.4. a) Raspodela mikropolja za neutralni emiter, $a = 0$ označava Holtzmark-ovu raspodelu, dok za ostale vrednosti a raspodele je izračunao Hooper [72]. b) Uporedni prikaz raspodele mikropolja za neutralni i jonski emiter za dve vrednosti $a = 0.6$ i $a = 0.8$.

Za svaku Stark-ovu komponentu (k) linije, profil i raspodela mikropolja su povezane preko formule

$$L^{(k)}(\omega - \omega_{pq}) d\omega = H(\beta) d\beta. \quad (2.3.38)$$

Za spektralnu liniju koja je podložna linearnom Stark-ovom efektu sa jednačinom (2.3.29) dobija se, $\omega - \omega_{pq} = C_{pq}^{(k)} F_0 \beta$,

$$L^{(k)}(\omega - \omega_{pq}) = \frac{1}{C_{pq}^{(k)} F_0} H\left(\frac{\omega - \omega_{pq}}{C_{pq}^{(k)} F_0}\right). \quad (2.3.39)$$

Sabiranjem svih komponenti dobija se krajnji profil linije u kvazistatičkoj aproksimaciji.

Profil na krilima linije zbog ovoga opada kao

$$L(\omega - \omega_{pq}) \propto \frac{1}{(\omega - \omega_{pq})^{5/2}}. \quad (2.3.40)$$

Ova zavisnost opada nešto brže nego što je slučaj kod Lorentz-ovog profila, $\propto 1/(\omega - \omega_{pq})^2$.

Za jako spregnute plazme velikih gustina Hooper-ov pristup nije više pogodan; bolji rezultati za ovaj režim se dobijaju korišćenjem APEX metode (adjustable parameter exponential approximation) [73]. Noviji proračuni koriste Monte-Carlo simulacije ali daju analitičke formule koje reprodukuju proračunata mikropolja za vrednosti parametra Γ (jonsko-jonski parametar kuplovanja od 0 do 100). Γ se definiše kao

$$\Gamma = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{z^2 e^2}{R_0 k_B T}, \text{ respektivno } \Gamma = 2.32 \times 10^{-9} z^2 \left(\frac{n_z}{\text{m}^{-3}}\right)^{1/3} \left(\frac{k_B T}{\text{eV}}\right)^{-1}. \quad (2.3.41)$$

Hooper-ove raspodele polja mogu se koristiti za $\Gamma \leq 1$. Dalji proračuni su dati u [55], dok se nedavni pregled o raspodeli mikropolja može naći u [74].

Vodonične linije

Zbog specifičnosti strukture energetske nivoa a samim tim i osetljivosti na dejstvo spoljašnjeg polja (linearni Stark-ov efekat), spektralne linije vodonika i vodoniku sličnih jona u plazmi, znatno su šire od izolovanih linija ne vodoničnih atoma i jona.

Dakle, širina i oblik vodonične linije su dobar i osetljiv indikator gustine naelektrisanih čestica u plazmi. Ako tome dodamo i činjenicu da se poznata Balmer-ova serija vodonika nalazi, sa tačke gledišta spektroskopske instrumentacije i detekcije zračenja, u veoma pogodnoj oblasti, gde je instrumentacija i najosetljivija, lako je razumeti činjenicu da su rana i detaljna eksperimentalna i teorijska istraživanja bila pretežno usmerena baš na ove linije. Interesovanje za linije vodonika pokazali su pre svih astrofizičari zbog velike rasprostranjenosti ovog elementa u kosmosu.

Zbog degeneracije energetskih nivoa podložne su linearnom Stark-ovom efektu koji je mnogo jači od kvadratičnog Stark-ovog efekta. Pomeraji koje izaziva mikropolje su uglavnom toliko veliki da je kvazistatička aproksimacija validna – pomeraj veći od inverznog trajanja odgovarajućeg jon-atom sudara. Elektronski sudari se moraju uračunati i to se radi uvođenjem sudarnog širenja za svaku pomerenu Stark-ovu komponentu i konvolucijom sa raspodelom mikropolja.

Kao primer, kratak pregled Stark-ovog širenja Balmer-ove serije linija vodonika dat je u [75] i veoma dobro oslikava napredak kako teorije tako i eksperimenta u proteklih 50 godina. Moderna teorija širenja spektralnih linija vodonika počinje kombinovanjem kvazistatičke i sudarne aproksimacije [76], pristup koji je danas poznat kao „standardna teorija“. Teorija je konstantno unapređivana sa smanjivanjem broja aproksimacija. Pojavili su se i ostali teorijski pristupi, kao na primer, frequency fluctuation model (FFM), relaxation model, tzv. unificirana teorija, metod modelarnog električnog mikro polja (model microfield method - MMM), pristup preko Green-ovih funkcija, metod kompjuterske simulacije (computer simulation - CS) i takozvana generalizovana teorija.

Prirodno, eksperimentalne studije oblika linija su takođe napredovale i detalji kako eksperimentalnog tako i teorijskog pristupa mogu se naći u monografijama Griem-a [50,55] kao i npr. u [77,78].

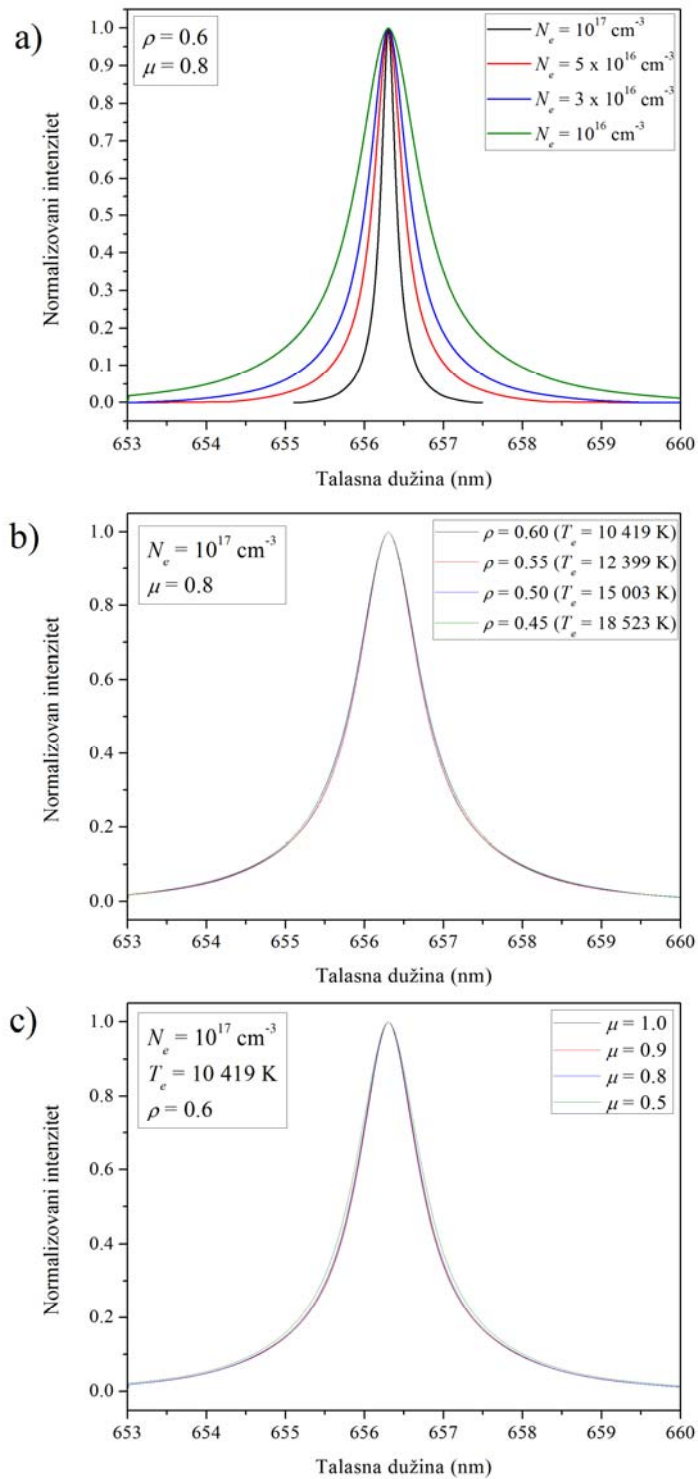
Novi način proračunavanja oblika profila započeo je osamdesetih godina dvadesetog veka uvođenjem kompjuterskih simulacija [80-83]. Kompjuterske simulacije ne predstavljaju nove modele plazme već se baziraju na istim fizičkim razmatranjima kao prethodne teorije. Širenje spektralnih linija u plazmi u ovom slučaju posmatra se kao zajednički uticaj jona i elektrona koji se sudaraju sa emiterom. Plazma se sastoji od kvazi nezavisnih čestica, mada se delimična korelacija ipak uvodi preko ekraniranja i takozvanih cut-off parametara (koji opisuju granice integracija). Metod kompjuterske

simulacije dopušta po prvi put uključivanje nekih efekata koji su u ranijim teorijama bili aproksimirani poput preklapanja sudara, dinamike jona, itd. Istovremeno kompjuterske simulacije pokazuju da se uticaj elektrona i jona može tretirati na isti način. Naravno ovo je moguće samo prilagođavanjem fundamentalnih jednačina da budu kompatibilne sa kompjuterskim proračunavanjima. Kompjuterske simulacije takođe omogućavaju i eksperimentisanje sa uticajem pojedinačnih izolovanih fizičkih efekata.

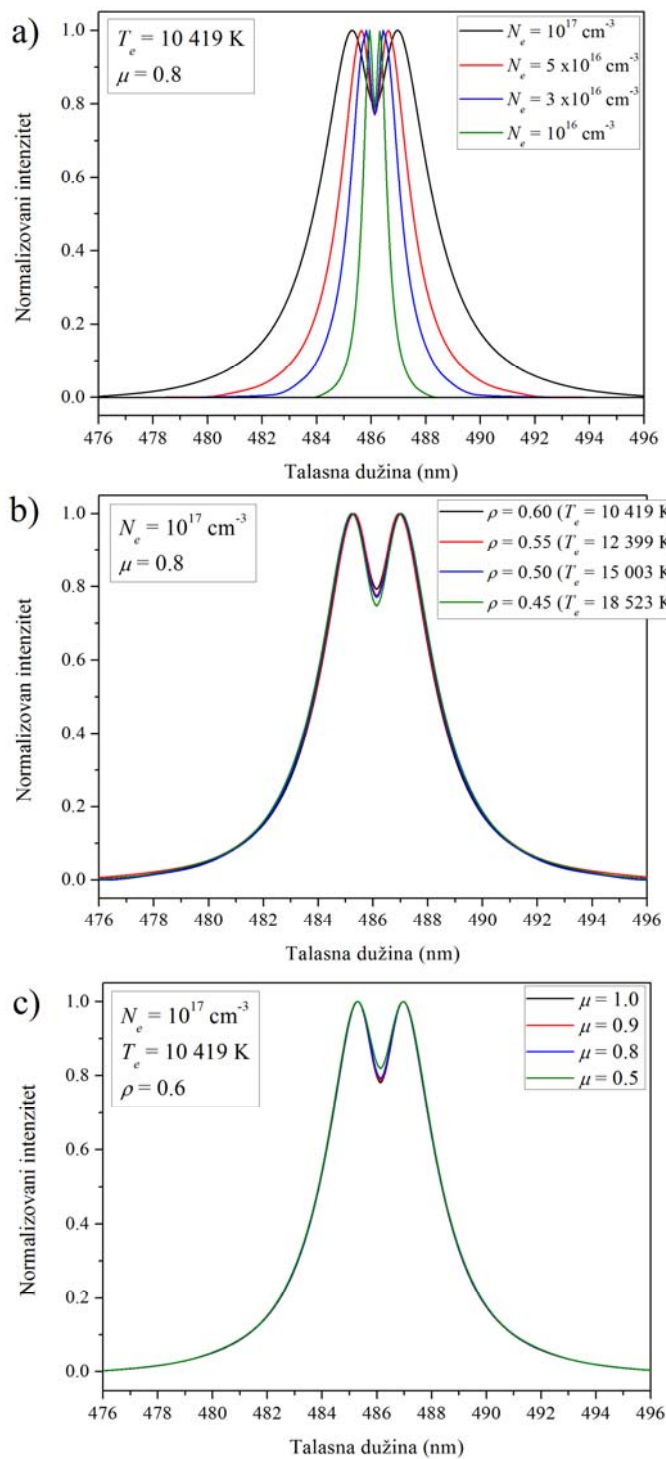
Prethodno navedeni teorijski metodi kao rezultat daju proračunate profile u formi tabela. Poslednjih godina u upotrebi su tabele prve tri linije Balmer-ove serije vodonika dobijene kompjuterskom simulacijom, koje su dali M.Gigosos i saradnici u radu [84]. Profili linija H_α , H_β , H_γ koji su dati ovim tabelama koriste se i u ovom radu. Proračuni pokrivaju opseg elektronskih gustina od 10^{14} do 10^{19} cm^{-3} i opseg temperatura od 1000 do 175 000 K. Efekat dinamike jona na profile linija takođe je uključen preko parametra redukovane mase μ . Zavisnost profila H_α i H_β od elektronske gustine, temperature i redukovane mase dat je na slikama 2.3.5 i 2.3.6.

Balmer-alfa linija, H_α na 656.28 nm je prva linija koja se može upotrebiti za dijagnostiku plazme, ali nažalost zbog centralne komponente koja skoro nema pomeraja, neosetljiva je na dinamiku jona (videti sliku 2.3.5c).

Druga linija u Balmer-ovoj seriji je H_β sa centrom linije na 486.13 nm. Ova linija se svakako najviše koristi za dijagnostiku plazme. Njena karakteristika je da u centru linije postoji udubljenje. Dinamika jona utiče uglavnom na ovo udubljenje, slika 2.3.6c, a linija je manje osetljiva na efekat samoapsorpcije zračenja.



Slika 2.3.5. Primer izgleda teorijskih Stark profila H_α linije dobijenih kompjuterskom simulacijom - CS [84]: a) zavisnost profila od elektronske gustine, b) zavisnost profila od temperature, c) zavisnost profila od redukovane mase.



Slika 2.3.6. Primer izgleda teorijskih Stark-ovih profila H_β linije dobijenih kompjuterskom simulacijom - CS [84]: a) zavisnost profila od elektronske gustine, b) zavisnost profila od temperature, c) zavisnost profila od redukovane mase.

Upoređivanje profila prikazanih slikama 2.3.5. i 2.3.6. [84] sa rezultatima ostalih teorijskih pristupa dato je u radu [78].

Izolovane linije atoma i jona

Stark-ovo širenje izolovanih linija atoma i jona potiče dominantno od elektronskih sudara dok mali deo potiče od kvadratičnog Stark-ovog efekta mikropolja (i mogućih kvadrupolnih interakcija) koje uzrokuje pomeranje gornjeg i donjeg nivoa. Statička kontribucija je čak i manja za jone u odnosu na kontribuciju kod atomskih (neutralnih) linija, tako da se može zanemariti u većini slučajeva. Parametar A , parametar jonskog širenja (u ranijoj literaturi označen kao α), koji se može naći u tabelama u dodatku 4 [55], je mera uticaja statičkog doprinosa poluširini linije u odnosu na sudarni doprinos.

Prema Griem-u (strana 97, [55]), oblik atomskih linija se opisuje funkcijom

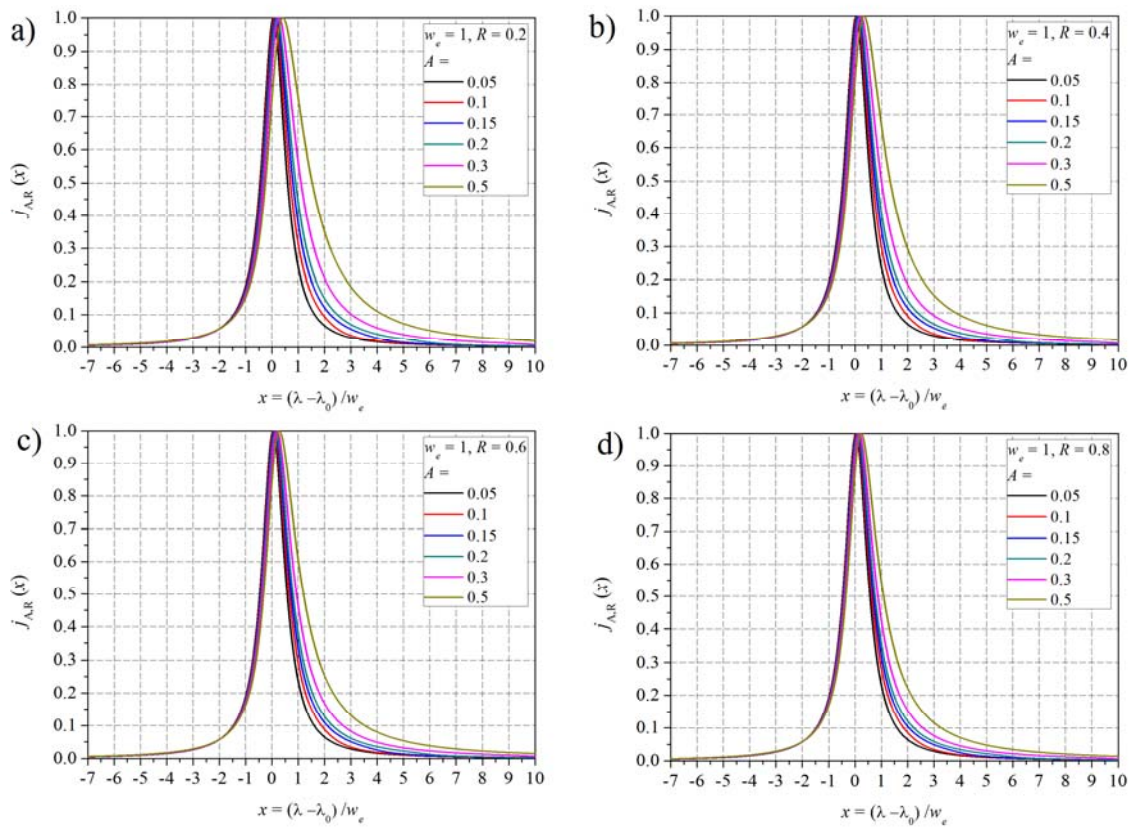
$$j_{A,R}(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{W_R(\beta) d\beta}{1 + (x - A^{4/3} \beta^2)^2}, \quad (2.3.42)$$

gde je $W_R(\beta)$ ($\equiv H(\beta)$) funkcija raspodele električnog mikropolja, prikazana na slici 2.3.4, izvedena u radovima [72,85]. Parametar beta je definisan izrazom (2.3.3), x je redukovana talasna dužina $x = (\lambda - \lambda_0 - d_e) / w_e$, gde je w_e Stark-ova polu-poluširina a d_e Stark-ov pomeraj centra linije u maksimumu. Parametar R dat je izrazom (2.3.36) gde je označen sa a , i može se predstaviti kao

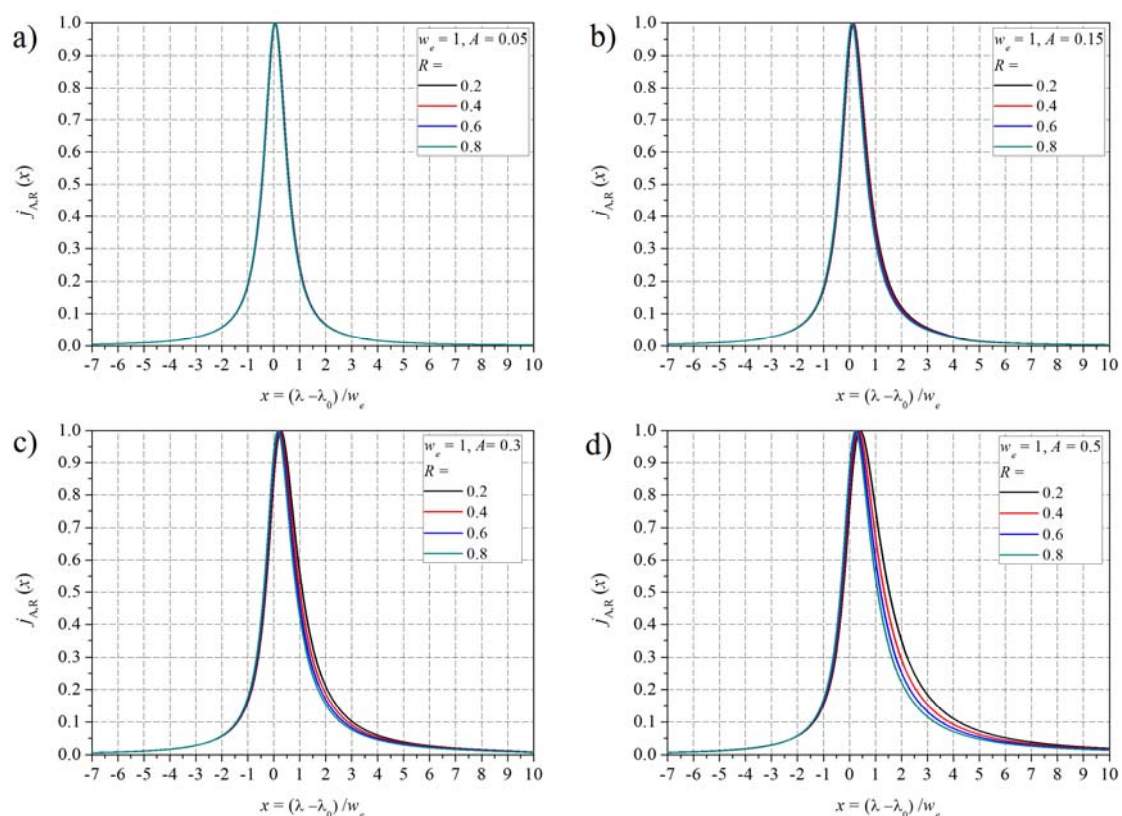
$$R \equiv a = \frac{R_0}{\rho_D} = (36\pi)^{1/6} \sqrt{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 k_B T_e}} N_e^{1/6} \approx 0.09 \cdot N_e^{1/6} T_e^{-1/2}, \quad (2.3.43)$$

gde je: e - naelektrisanje elektrona, N_e - elektronska gustina u [cm^{-3}], T_e - elektronska temperatura u (K) dok je k_B – Boltzmann-ova konstanta.

Na osnovu izraza (2.3.42) i raspodela električnog polja datih u [72] generisani su $j_{A,R}$ profili i prikazani na slikama 2.3.7 i 2.3.8.



Slika 2.3.7. Izgled profila za različite vrednosti parametra R : a) $R = 0.2$, b) $R = 0.4$, c) $R = 0.6$, d) $R = 0.8$. ($w_e = 1$ na prikazanim graficima je puna poluširina linije – poluširina na polovini maksimuma)



Slika 2.3.8. Izgled profila za različite vrednosti parametra A : a) $A = 0.05$, b) $A = 0.15$, c) $A = 0.3$, d) $A = 0.5$. ($w_e = 1$ na prikazanim graficima je puna poluširina linije – poluširina na polovini maksimuma)

Sa slika 2.3.7. i 2.3.8. može se zaključiti da se za malo A reda 0.05 uticaj jonskog mikropolja može potpuno zanemariti, odnosno da profili ne zavise od parametra R .

Na osnovu velikog broja generisanih profila atomskih linija, Griem (izrazi (226) i (227) u [55]) je definisao aproksimativnu relaciju za ukupnu Stark-ovu (sudarno + jonsko širenje) polu-poluširinu i pomeraj u funkciji A i R datu izrazima

$$\begin{aligned} w_{total} &\approx w_e + 1.75A(1 - 0.75R)w_e \\ d_{total} &\approx d_e \pm 2.00A(1 - 0.75R)w_e \end{aligned} \quad (2.3.44)$$

koji važe za vrednosti $0.05 \leq A \leq 0.5$ i $R \leq 0.8$. Znak \pm u izrazu za pomeraj bira se u saglasnosti sa znakom elektronskog sudarnog pomeraja d_e u oblastima niskih elektronskih temperatura $T_e = 5000$ K. Pri $A \leq 0.05$ u razmatranje interakcije emiter – perturber treba uzeti i kvadrupolne efekte, a vrednosti $A \geq 0.5$ odgovaraju uslovima kada je dominantan linearni Stark-ov efekat.

Vrednosti w_e , d_e i A date su u okviru tabela u dodatku 4 [55] za vrednost elektronske gustine 10^{16} cm^{-3} i elektronske temperature od $T_e = 5000, 10000, 20000$ i 40000 K - w_e^{tab} , d_e^{tab} , A^{tab} - gde oznaka tab u superskriptu označava vrednosti iz tabela. Interpolacijom ovih vrednosti po T_e , izborom za datu temperaturu $w_e^{tab}(T_e)$, $d_e^{tab}(T_e)$, $A^{tab}(T_e)$ i skaliranjem $w_e \sim N_e$, $d_e \sim N_e$ i $A \sim (N_e)^{1/4}$ mogu se dobiti vrednosti polu-poluširine $w_e(T_e, N_e)$, pomeraja $d_e(T_e, N_e)$ i parametra jonskog širenja $A(T_e, N_e)$ za ostale vrednosti elektronske temperature i gustine. Iz ovoga i primenom izraza (2.3.44), dobija se zavisnost ukupne poluširine $w_{total}(T_e, N_e)$ i ukupnog pomeraja $d_{total}(T_e, N_e)$ atomske linije od elektronske temperature i gustine:

$$\begin{aligned} w_{total}(T_e, N_e) &= 2w_e^{tab}(T_e) \left[1 + 1.75A_N(T_e)(1 - 0.75R) \right] N_e 10^{-16} \\ d_{total}(T_e, N_e) &= \left[d_e^{tab}(T_e) \pm 2.00A_N(T_e)(1 - 0.75R)w_e^{tab}(T_e) \right] N_e 10^{-16}, \end{aligned} \quad (2.3.45)$$

gde je $A_N(T_e) = A^{tab}(T_e) \cdot (N_e \cdot 10^{-16})^{1/4}$. Kako su tabelirane vrednosti za elektronsku polu-poluširinu i pomeraj date u Å (= 0.1 nm) to su i ukupna poluširina i pomeraj u istim jedinicama.

U slučaju spektralnih linija jednostruko jonizovanih jona, jonsko širenje je zanemarljivo u većini slučajeva ($A \rightarrow 0$). Oblik funkcije $j_{A,R}$ kada $A = 0$, prelazi u Lorentz-ijan. Kako su jonske linije za razliku od vodonikovih znatno manjih poluširina, relativni doprinos ostalih mehanizama širenja (uglavnom Doppler-ovo i instrumentalno) je veliki. Stoga je uvek potrebno razdvojiti ga od Stark-ovog. Zbog toga se oblici eksperimentalnih profila jonskih linija opisuju Voigt-ovim profilom. Griem [55] je proračunao Stark-ove polu-poluširine w_{tab}^* i pomeraje d_{tab}^* za elektronsku gustinu od 10^{17} cm^{-3} i dao ih u vidu tabela u dodatku V [55]. Teorijske poluširine $w_{1/2}$ jonskih linija i pomeraji d mogu se izračunati kao

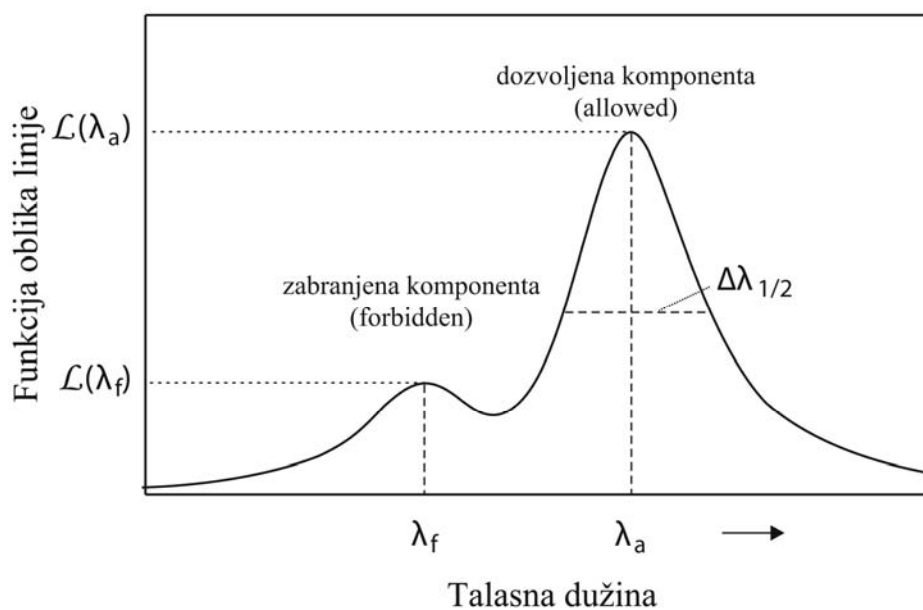
$$\begin{aligned} w_{1/2}(T_e, N_e) &= 2w_{tab}^*(T_e) 10^{-17} N_e \\ d(T_e, N_e) &= 2d_{tab}^*(T_e) 10^{-17} N_e, \end{aligned} \quad (2.3.46)$$

Tabelirane vrednosti polu-poluširine i pomeraja date su u Å.

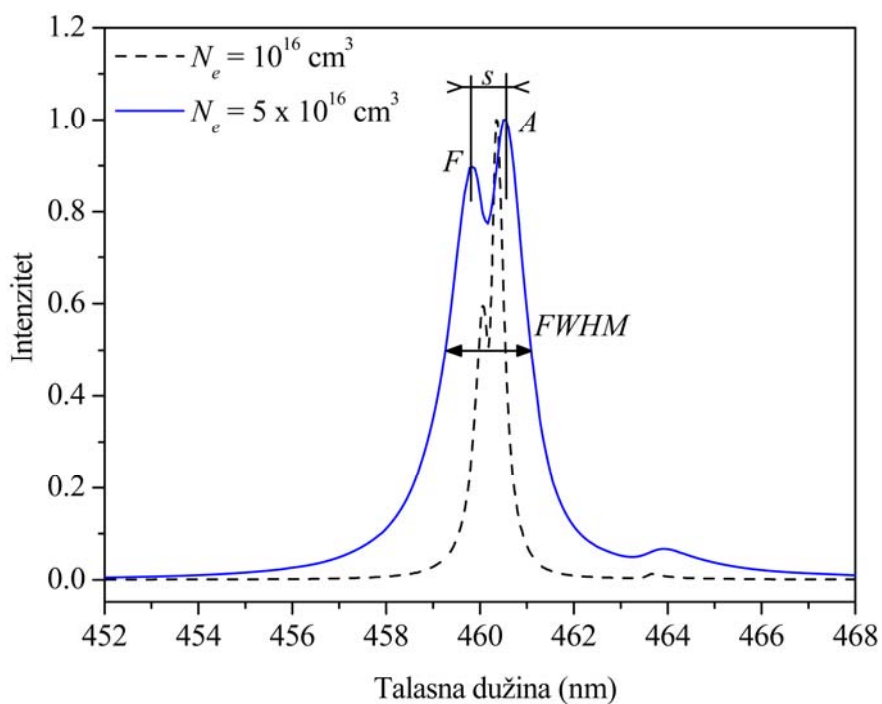
Linije sa zabranjenim komponentama

Linije sa bliskim zabranjenim prelazima nude mnoge pogodnosti, posebno u prisustvu kolektivnih polja. Poluširina i oblik ukupnog profila, koji zavisi od gustine plazme, N_e , i manjim delom od elektronske temperature je slučaj između ne-vodoničnih i vodoničnih oblika profila linija. Kao međuslučaj, ove linije sa jednom ili više zabranjenih komponenti (prelazi sa $\Delta l \neq \pm 1$, gde je l ugaoni moment kvantnog broja) javljaju se kao rezultat narušavanja selekcionih pravila. Narušavanje selekcionih pravila uzrokovano je spoljašnjim električnim DC ili plazma mikropoljem. Ovaj efekat ne treba mešati sa zabranjenošću prelaza vezanom za magnetične dipolne, električne kvadrupolne ili višepolne prelaze. Dozvoljena linija sa zabranjenom komponentom, slika 2.3.9, javlja se kada je širenje dozvoljene linije uporedivo sa razmakom energetskog nivoa dozvoljenog prelaza i najbližeg perturbacionog nivoa i tada talasne funkcije postaju izmešane. Sa povećanjem električnog polja (povećanje gustine naelektrisanih čestica) mešanje talasnih funkcija postaje jače, razlika između dozvoljene i zabranjene komponente postaje značajnija; ukupan oblik linije se približava aproksimaciji vodoničnog emitera sa linearnim Stark-ovim efektom odgovornim za formiranje oblika linije. Ukupni oblik linije je osetljiv na gustinu naelektrisanih čestica, te se stoga, može iskoristiti za određivanje elektronske gustine, N_e . Poređenje ukupnog eksperimentalnog profila linija sa zabranjenom komponentom sa rezultatima teorijskih proračuna može se koristiti za testiranje teorije Stark-ovog širenja. Najpoznatiji i najviše izučavani primeri ovakvih linija su neutralne linije He sa zabranjenim komponentama u vidljivoj oblasti, videti npr. [55,86-88].

U ovom radu biće reči o atomskoj liniji Li I 460.28 sa zabranjenom komponentom (dozvoljeni prelaz $2p - 4d$, zabranjeni prelaz $2p - 4f$). U tu svrhu ukupni profili linije izračunati su metodom kompjuterske simulacije [89,90] za opseg koncentracija ($N_e = 5 \cdot 10^{15} - 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) i za vrednost elektronske temperature od $T_e = 5800 \text{ K}$ (0.5 eV). Efekat dinamike jona je uključen u proračun putem koncepta redukovane mase i profili su izračunati za vrednost $\mu = 5$ koja odgovara uslovima u eksperimentu (videti glavu 3.). Za energetski razmak između energetskih nivoa $4d$ i $4f$ uzeta je vrednost $\Delta E_{4d,4f} \approx 5 \text{ cm}^{-1}$, konzistentno dobijena u nedavnim teorijskim radovima [91,92]. Primer proračunatog profila dat je na slici 2.3.10.



Slika 2.3.9. Ukupan profila linije sa zabranjenom komponentom [49]



Slika 2.3.10. Primer proračunatog profila linije Li I 460.28 nm metodom kompjuterske simulacije [89,90]. F označava intenzitet zabranjene komponente, A je intenzitet dozvoljene komponente, s je razmak u (nm) između zabranjene i dozvoljene komponente, $FWHM$ je poluširina ukupnog profila (dozvoljena + zabranjena komponenta).

2.4. OPTIČKI TRANSPORT ZRAČENJA U PLAZMI

2.4.1. Samoapsorpcija zračenja

Samoapsorpcija utiče na oblik spektralne linije tako što ga izobličava, odnosno najčešće širi liniju te se stoga dobija veća poluširina iz koje se pogrešno može odrediti temperatura ili elektronska gustina. Ako samoapsorpcija potiče uglavnom iz hladnijih delova plazme koji se nalaze na periferiji, sa mnogo manjom elektronskom gustinom i ako je spektralna rezolucija zadovoljavajuća, centar linije može biti izokrenut – self-reversal. Češće je situacija takva da samoapsorpcija „malo“ izobličava oblik linije. Stoga je veoma teško suditi o uticaju samoapsorpcije na osnovu profila linije [7].

Popularna eksperimentalna tehnika za proveru samoapsorpcije je dupliranje dužine optičkog puta postavljanjem sočiva i ogledala (ili konkavnog ogledala) na rastojanju od dve žižne daljine iza plazme (videti sliku 3.1) i ispitivanjem da li se intenzitet signala udvostručava (izuzev gubitaka refleksije i transmisije). U praksi, snima se profil linije sa i bez zadnjeg ogledala i posmatra se da li je odnos ovih profila jednak duž celog opsega talasnih dužina, tj. oko centra spektralne linije kao i na krilima. Samoapsorpcija je prisutna ako je odnos profila sa i bez ogledala manji oko centra linije nego na krilima linije [7]. Ako je optička debljina spektralne linije $k_\lambda l < 1$, mereni intenzitet linije se može korigovati do granice optički tankog slučaja.

Kako bi se izračunao faktor korekcije na samoapsorpciju, počinje se od izraza za intenzitet zračenja I_λ homogenog sloja plazme, dužine l za koji važi uslov lokalne termodinamičke ravnoteže (LTE):

$$I_\lambda = B_{\lambda,T} [1 - \exp(-k_\lambda l)] \quad (2.4.1)$$

gde je $B_{\lambda,T}$ Plankova funkcija i k_λ apsorpcioni koeficijent koji je u vezi sa emisionim koeficijentom preko formula $\varepsilon_\lambda = k_\lambda B_{\lambda,T}$. U zavisnosti od vrednosti proizvoda $k_\lambda l$ mogu se razlikovati tri slučaja:

1. $k_\lambda l \ll 1$, veoma slaba apsorpcija kada je $\exp(-k_\lambda l) \cong 1 - k_\lambda l$ tako da se izraz (2.4.1) može napisati u obliku

$$I_\lambda \cong B_{\lambda,T} k_\lambda l \cong \varepsilon_\lambda l \quad (2.4.2)$$

2. $k_\lambda l \gg 1$, veoma jaka apsorpcija tako da se jednačina (2.4.1) može napisati $I_\lambda = B_{\lambda,T}$, tj. intenzitet zračenja plazme je jednak zračenju crnog tela i profil linije se ne može povratiti.

3. $k_\lambda l < 1$, kada je i dalje moguće rekonstruisati profil linije do optički tankog slučaja. Korekcionni faktor u ovom slučaju je

$$K_\lambda = k_\lambda l / [1 - \exp(-k_\lambda l)] \quad (2.4.3)$$

i može se dobiti deljenjem jednačina (2.4.2) i (2.4.1). Korigovani profil linije može se dobiti množenjem snimljenog profila linije sa korekcionnim faktorom K_λ (jednačina (2.4.3)). Da bi se odredio K_λ , uvodi se faktor G , koji uzima u obzir reflektivnost ogledala, transmitivnost sočiva kao i efekte geometrije. Dužina posmatranog sloja plazme l , mora biti manja od žižne daljine fokusnog sistema (sočiva ili konkavnog ogledala). Otvaranjem i zatvaranjem mehaničkog optičkog prekidača, snimaju se profili spektralne linije sa i bez zadnjeg ogledala. Ovi profili se mogu koristiti za određivanje K_λ iz jednačine (2.4.3). Iz snimka se može odrediti R_λ ,

$$R_\lambda = I_2 / I_1 = 1 + G \exp(-k_\lambda l) \quad (2.4.4)$$

Za zračenje kontinuuma, $k_\lambda = 0$ i

$$R^c = I_2^c / I_1^c = 1 + G \quad (2.4.5)$$

U slučaju da je intenzitet zračenja kontinuuma slab, tačnost određivanja R^c je mala. R^c se može odrediti na krilima linije gde je apsorpcija zanemarljiva. Iz jednačina (2.4.4) i (2.4.5) sledi

$$k_\lambda l = \ln \left[\frac{R^c - 1}{R_\lambda - 1} \right] \quad (2.4.6)$$

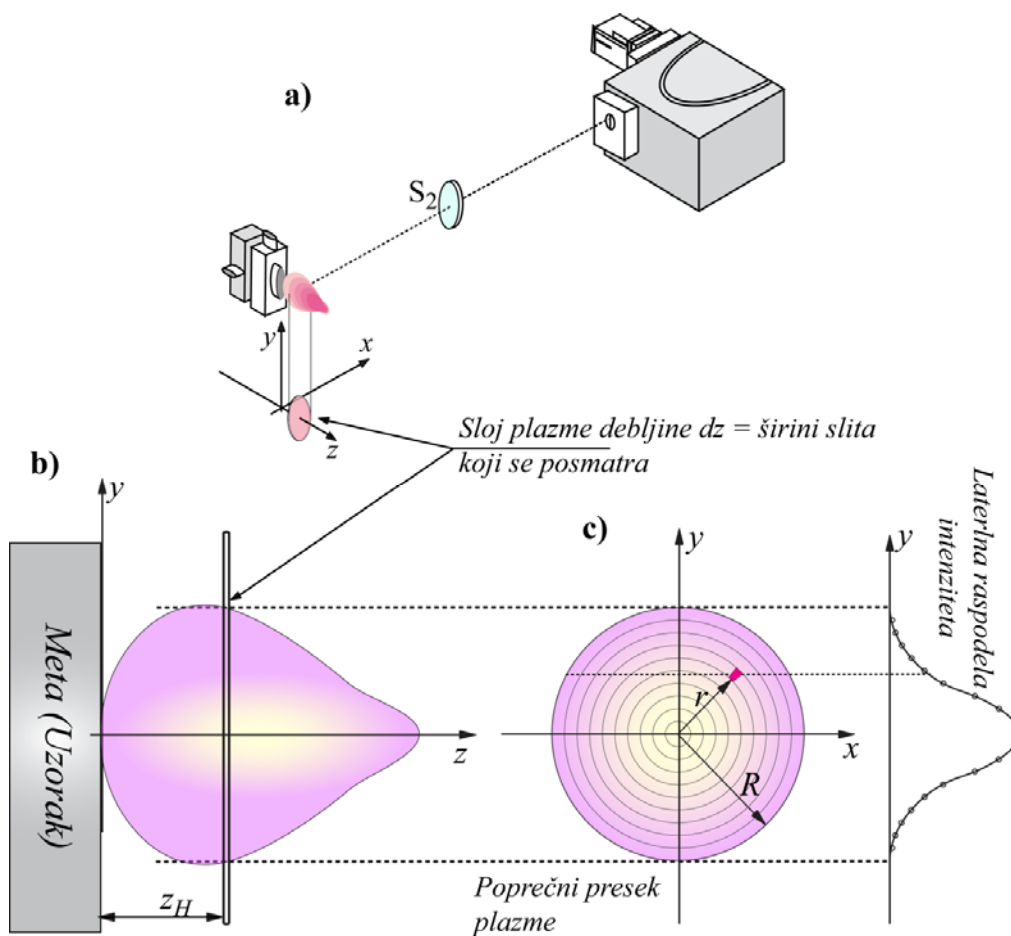
tako da se korekcionni faktor K_λ (jednačina 2.4.3) može izraziti kao

$$K_\lambda = \frac{\ln \left(\frac{R^c - 1}{R_\lambda - 1} \right)}{1 - \frac{R_\lambda - 1}{R^c - 1}} \quad (2.4.7)$$

Kako bi se dobio profil linije koji je optički tanak potrebno je pomnožiti mereni profil linije $I_1(\lambda)$ sa korekcionnim faktorom K_λ .

2.4.2. Abel-ova inverzija

Na slici 2.4.1, poprečni presek plazmenog oblaka je prikazan pomoću koncentričnih kružnica koje ilustruju slojeve plazme sa različitim elektronskim koncentracijama i temperaturama. Zbog toga se kao rezultat snimanja dobija integralna raspodela zračenja. Kako se snimanje obavlja bočno, tj. sa strane (eng. side on) upravno na osu plazme ova raspodela zračenja odgovara lateralnoj raspodeli. Na osnovu ovako dobijene eksperimentalne raspodele moguće je odgovarajućom procedurom izdvojiti zračenja koja odgovaraju pojedinačnim slojevima plazme. To znači da je moguće dobiti radijalnu raspodelu intenziteta zračenja. Matematička procedura pomoću koje se iz eksperimentalnih podataka dobija radijalna raspodela intenziteta naziva se inverzna Abel-ova transformacija ili *Abel-ova inverzija*.

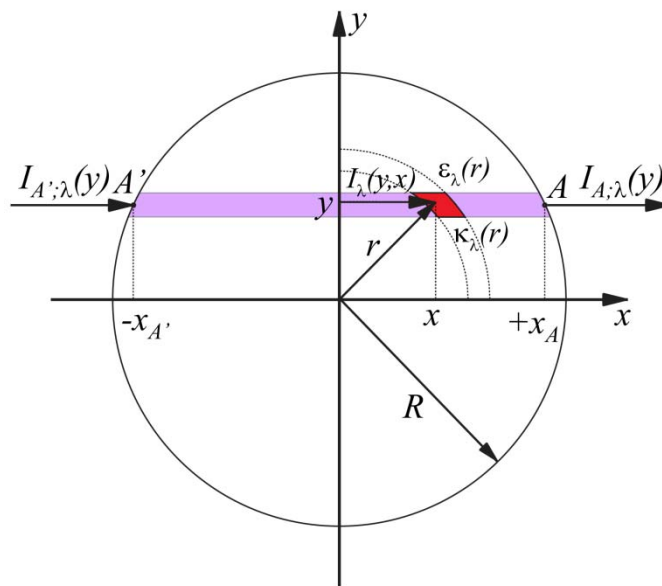


Slika 2.4.1. Skica posmatranja plazme sa strane (eng. side on)

Prvo će biti razmotren opšti slučaj kada se osno simetrični izvor plazme prosvetljava sopstvenim zračenjem talasne dužine λ i intenziteta $I_{A',\lambda}(y)$ u pravcu x ose, kao što je prikazano na slci 2.4.2. Intenzitet $I_{A',\lambda}(y)$ je zapravo spektralni intenzitet zračenja u datom pravcu, odnosno, količina energije koja u jedinici vremena i po jediničnom intervalu talasnih dužina oko λ i u jediničnom prostornom uglu prolazi kroz jediničnu površinu normalnu na pravac prostiranja zračenja (\vec{e}_x). Pri proizvoljnoj vrednosti lokalnog spekralnog apsorpcionog koeficijenta $\overline{\kappa}_\lambda$ spektralna intenzivnost zračenja $I_\lambda(y',x)$ unutar izvora se može odrediti rešavanjem jednačine transporta zračenja

$$\frac{\partial}{\partial x}[I_\lambda(y,x)] = \overline{\varepsilon}_\lambda(r) - \overline{\kappa}_\lambda(r) \cdot I_\lambda(y,x) \quad (2.4.8)$$

gde je $\overline{\varepsilon}_\lambda(r)$ lokalni spektralni emisijski koeficijent, tj. količina energije koja se u jedinici vremena emituje iz jedinice zapremine u jedinični prostorni ugao oko pravca (\vec{e}_x) po jediničnom intervalu talasnih dužina oko λ , a lokalni spektralni apsorpcioni koeficijent $\overline{\kappa}_\lambda(r)$ je brojno jednak recipročnoj vrednosti pređenog rastojanja u pravcu (\vec{e}_x) u materijalnoj sredini duž kojeg intenzitet zračenja slabi e puta.



Slika 2.4.2. Poprečni presek plazme sa lokalnim parametrima zračenja

Prethodna linearna diferencijalna jednačina prvog reda ima opšte rešenje oblika

$$I_\lambda(y', x) = \left[c + \int dx \varepsilon_\lambda(r) \cdot e^{\int \kappa_\lambda(r) dx} \right] \cdot e^{-\int \kappa_\lambda(r) dx} \quad (2.4.9)$$

Kako se integrali u izrazu (2.4.9) određuju za pravac posmatranja $[-x_{A'}, +x_A]$, uvažavajući granične uslove:

$$\begin{aligned} \kappa_\lambda(r \geq R) = 0, \quad \varepsilon_\lambda(r \geq R) = 0, \\ I_\lambda(y, -x_A) = I_{A', \lambda}(y) = C, \quad I_\lambda(y, +x_A) = I_{A, \lambda}(y) \end{aligned} \quad (2.4.10)$$

za partikularno rešenje jednačine (2.4.8) dobija se relacija

$$I_{A, \lambda}(y) = I_{A, \lambda}(y) \cdot e^{-\int_{-x_A}^{+x_A} \kappa_\lambda(r) dx} + \int_{-x_A}^{+x_A} dx \varepsilon_\lambda(r) \cdot e^{-\int_{-x_A}^{+x_A} \kappa_\lambda(r) dx'} \quad (2.4.11)$$

koja se može zapisati kao:

$$I_{A, \lambda}(y) = I_{A', \lambda}(y) \omega_\lambda(y) + I_\lambda(y) \quad (2.4.12)$$

U relaciji (2.4.12) $I_\lambda(y)$ predstavlja sopstveni spektralni intenzitet zračenja izvora plazme u pravcu posmatranje, $\omega_\lambda(y)$ je koeficijent prozračnosti izvora plazme u pravcu posmatranja za zračenje talasne dužine λ , dok $I_{A', \lambda}(y)$ i $I_{A', \lambda}(y) \cdot \omega_\lambda(y)$ predstavljaju spektralne intenzivnosti spoljašnjeg zračenja u pravcu posmatranja do i nakon prolaska kroz delimično optički prozračan izvor plazme. Ukupna spektralna intenzivnost zračenja izvora plazme u pravcu posmatranja je u relaciji (2.4.12) označena simbolom $I_{A, \lambda}(y)$. Izraz za koeficijent prozračnosti:

$$\omega_\lambda(y) = e^{-\int_{-x_A}^{+x_A} \kappa_\lambda(r) dx} \quad (2.4.13)$$

se usled osne simetrije $\int_{-x_A}^{+x_A} \kappa_\lambda(r) dx = 2 \cdot \int_0^{+x_A} \kappa_\lambda(r) dx$, izražava pomoću Abel-ove integralne jednačine:

$$-\ln[\omega_\lambda(y)] \equiv \tau(y) = 2 \cdot \int_{|y|}^R r dr \frac{\kappa_\lambda(r)}{\sqrt{r^2 - y^2}}, \quad (2.4.14)$$

gde je $\tau_\lambda(y)$ optička debljina izvora plazme u pravcu posmatranja za talasnu dužinu λ . Relacija (2.4.14) se lako dobija na osnovu relacije (2.4.13) – njenim logaritmovanjem i uvođenjem nove integracione promenljive.

$$r^2 = x^2 + y^2, \quad 2rdr = 2xdx, \quad dx = \frac{rdr}{\sqrt{r^2 - y^2}}. \quad (2.4.15)$$

Izraz za sopstveni spektralni intenzitet zračenja izvora plazme u pravcu posmatranja:

$$I_y(y) = \int_{-x_A}^{+x_A} dx \varepsilon_\lambda(r) \cdot e^{\int_x^{+x_A} \kappa_\lambda(r) dx'}, \quad (2.4.16)$$

transformiše se na sledeći način:

$$\begin{aligned} I_\lambda &= e^{-\int_0^{+x_A} \kappa_\lambda(r) dx} \cdot \left[\int_{-x_A}^0 dx \varepsilon_\lambda(r) e^{\int_0^x \kappa_\lambda(r) dx'} + \int_0^{+x_A} dx \varepsilon_\lambda(r) e^{\int_0^x \kappa_\lambda(r) dx'} \right] = \\ &= e^{-\int_0^{+x_A} \kappa_\lambda(r) dx} \cdot \int_0^{+x_A} \varepsilon_\lambda(r) \left[e^{\int_0^x \kappa_\lambda(r) dx'} + e^{\int_0^x \kappa_\lambda(r) dx'} \right] \end{aligned} \quad (2.4.17)$$

gde je iskorišćen identitet:

$$\int_0^{+x_A} dx \varepsilon_\lambda(r) e^{-\int_0^x \kappa_\lambda(r) dx'} = \int_{-x_A}^0 dx \varepsilon_\lambda(r) e^{\int_0^x \kappa_\lambda(r) dx'}. \quad (2.4.18)$$

Ako se iskoristi relacija (2.4.13) i definicija hiperboličkog kosinusa, relaciju (2.4.17) je moguće zapisati na sledeći način:

$$I_y(y) = 2 \cdot \sqrt{\omega_\lambda(r)} \cdot \int_0^{+x_A} dx \varepsilon_\lambda(r) ch\left(\int_0^x \kappa_\lambda(r) dx'\right), \quad (2.4.19)$$

ili nakon smene (2.4.18) kao [93]

$$\frac{I_\lambda(y)}{\sqrt{\omega_\lambda(r)}} = 2 \cdot \int_{|y|}^R \varepsilon_\lambda(r) ch\left(\int_{|y|}^r \frac{\kappa_\lambda(r') r' dr'}{\sqrt{r'^2 - y'^2}}\right) \frac{rdr}{\sqrt{r^2 - y^2}}. \quad (2.4.20)$$

Relacija (2.4.20) predstavlja integralnu jednačinu Voltera prve vrste i ona povezuje sopstveni spektralni intenzitet zračenja izvora plazme u pravcu posmatranja sa lokalnim spektralnim emisionim koeficijentom. U slučaju optički prozračne plazme spektralni apsorpcioni koeficijent je zanemarljivo mala veličina, tj. $\kappa_\lambda(r) \approx 0$. Dakle, za prozračnu plazmu koja se ne prosvetljava spoljašnjim zračenjem, može se pisati:

$$I_{A,\lambda} = 0, \quad \omega_\lambda(y) \approx 1 \quad \Rightarrow \quad I_{A,\lambda}(y) = I_\lambda(y) \approx 2 \cdot \int_{|y|}^R \varepsilon_\lambda(r) \frac{rdr}{\sqrt{r^2 - y^2}}, \quad (2.4.21)$$

odnosno ukupna spektralna intenzivnost zračenja izvora plazme u pravcu posmatranja $I_{A,\lambda}(y)$ je upravo jednaka sopstvenom spektralnom intenzitetu zračenja izvora plazme $I_\lambda(y)$. Relacija (2.4.21) je Abel-ova integralna jednačina, čija inverzna transformacija ima oblik [52, 93-96]

$$\varepsilon_\lambda(r) = -\frac{1}{\pi} \cdot \int_r^R \frac{\frac{d}{dy}[I_\lambda(y)]}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy \quad 0 \leq r \leq R. \quad (2.4.22)$$

U praksi, $I_\lambda(y)$ je diskretan skup vremenski usrednjenih vrednosti spektralne intenzivnosti zračenja izvora plazme za različita rastojanja y od ose plazme. Zato što $I_\lambda(y)$ nije dato u analitičkom obliku, jednačina (2.4.22) se rešava numerički, ili se $I_\lambda(y)$ aproksimira pogodnom analitičkom funkcijom koja se može relativno lako integraliti. Zbog prisustva $\frac{d}{dy}$ u izrazu (2.4.22), ova relacija je osetljiva na bilo kakve šumove u merenim intenzitetima $I_\lambda(y)$, a naročito na odstupanja od cilindrične simetrije. Za slučaj $\varepsilon_\lambda(r \approx 0)$ teško je dobiti zadovoljavajuće tačne rezultate jer se javlja mogućnost akumuliranja greške.

Relacija (2.4.22) se može primenjivati za određene realne lateralne raspodele intenziteta samo ako je samoapsorpcija spektralnih linija zanemarljiva. Apsorpcija uglavnom zavisi od optičke debljine plazme $\tau_\lambda = \kappa_\lambda \cdot l$, gde je l dužina plazme kroz koju prolazi zračenje. Stoga je neophodno za svaku spektralnu liniju od interesa izvršiti test na samoapsorpciju, i ako ona nije zanemarljiva ($\tau_\lambda \geq 0.1$), eliminisati uzroke koji dovode do nje, ili korigovati eksperimentalne profile.

Numeričke metode rešavanja jednačine (2.4.22) dele presek plazme na n koncentričnih zona. Za svaku zonu eksperimentalni podaci $I_\lambda(y)$ su fitovani pomoću jednostavne analitičke funkcije, a potom se relacija (2.4.22) aproksimira sumom podintegrala koji se mogu izračunati kao [ref 94,95]:

$$\varepsilon_j = \frac{1}{R} \cdot \sum_{k=1}^n a_{jk} I_k \quad j = 1, 2, \dots, n, \quad (2.4.23)$$

gde su numerički koeficijenti a_{jk} tabelirani u npr. [52,94]

Fitovanje merenih intenziteta $I_\lambda(y)$ metodom najmanjih kvadrata često se izvodi pomoću polinoma nižeg reda, kao i raznih familija ortogonalnih polinoma. Postoji mnoštvo drugih tehnika: metodi splajnova, Fourier-ove transformacije, iteracione tehnike itd. Svaka od ovih metoda ima svoje specifičnosti, tj. prednosti u jednim, a nedostatke u drugim slučajevima. Međutim, u eksperimentima sa simetričnim raspodelama zračenja, mogu se izbeći mnogostruke poteškoće prethodnim korišćenjem ortogonalnih polinoma za opisivanje eksperimentalnih podataka metodom najmanjih kvadrata, pa potom računati inverznu Abel-ovu transformaciju (2.4.22). U tu svrhu, biće prikazan metod Abel-ove inverzije koji je zasnovan na ortogonalnim Jacobi-jevima polinomima [96]. U okviru testiranja pogodnosti Jacobi-jevih polinoma različitog tipa i reda, posebna pažnja je posvećena polinomima visokog reda, jer je njihova ranija upotreba bila ograničena vremenom računanja. Međutim, za ta izračunavanja današnjim računarima treba nekoliko sekundi ili manje.

Abel-ova inverzija pomoću Jacobi-jevih polinoma

U opštem slučaju inverzna Abel-ova transformacija od

$$Q_n(y) = (1 - y^2)^{p-q} G_n(p, q, y^2), \quad (2.4.24)$$

je

$$F_n(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(n+p-q+1) \Gamma\left(n+q+\frac{1}{2}\right) \Gamma(q)}{\Gamma\left(n+p-q+\frac{1}{2}\right) \Gamma(n+q) \Gamma\left(q+\frac{1}{2}\right)} (1-r^2)^{p-q-\frac{1}{2}} G\left(p, q+\frac{1}{2}, r^2\right) \quad (2.4.25)$$

,

gde su:

$$G_n(p, q, y') = \Gamma(q) \sum_{k=0}^n \binom{n}{k} \frac{\Gamma(n+p+k)}{\Gamma(q+k) \Gamma(n+p)} (-y')^k, \quad (2.4.26)$$

ortogonalni Jacobi-jevi polinomi [96].

Q_n su ortogonalni polinomi sa težinskom funkcijom:

$$W(y) = y^{2q-1} (1-y^2)^{q-p}, \quad (2.4.27)$$

za koje važi:

$$\int_{-1}^1 Q_n(y) Q_m(y) W(y) dy = \frac{\Gamma(p-q+n+1) [\Gamma(q)]^2}{(2n+p) \Gamma(n+p) \Gamma(n+q)} \delta_{mn}, \quad (2.4.28)$$

Osnovne relacije između Jacobi-jevih polinoma mogu se naći na primer u [97]. Na slici 2.4.3 prikazan je izgled funkcija za različito n, p i q .

Postoje posebni slučajevi Jacobi-jevih polinoma koji se koriste u ovoj analizi. Na primer:

- za $p = 2$ i $q = 3/2$:

$$G_n \left(2, \frac{3}{2}, \frac{1-y}{2} \right) = \frac{T_n(y)}{n+1}, \quad (2.4.29)$$

gde je $T_n(y)$ Chebyshev-ljev polinom druge vrste.

- za $p = 1$ i $q = 1$:

$$G_n \left(1, 1, \frac{1-y}{2} \right) = P_n(y), \quad (2.4.30)$$

gde $P_n(y)$ predstavlja Legendre-ov polinom sa težinskom funkcijom $(1-y^2)^{1-q} = 1$.

Za potrebe daljeg izlaganja za $p = 2q - 1$ biće definisana sledeća veličina:

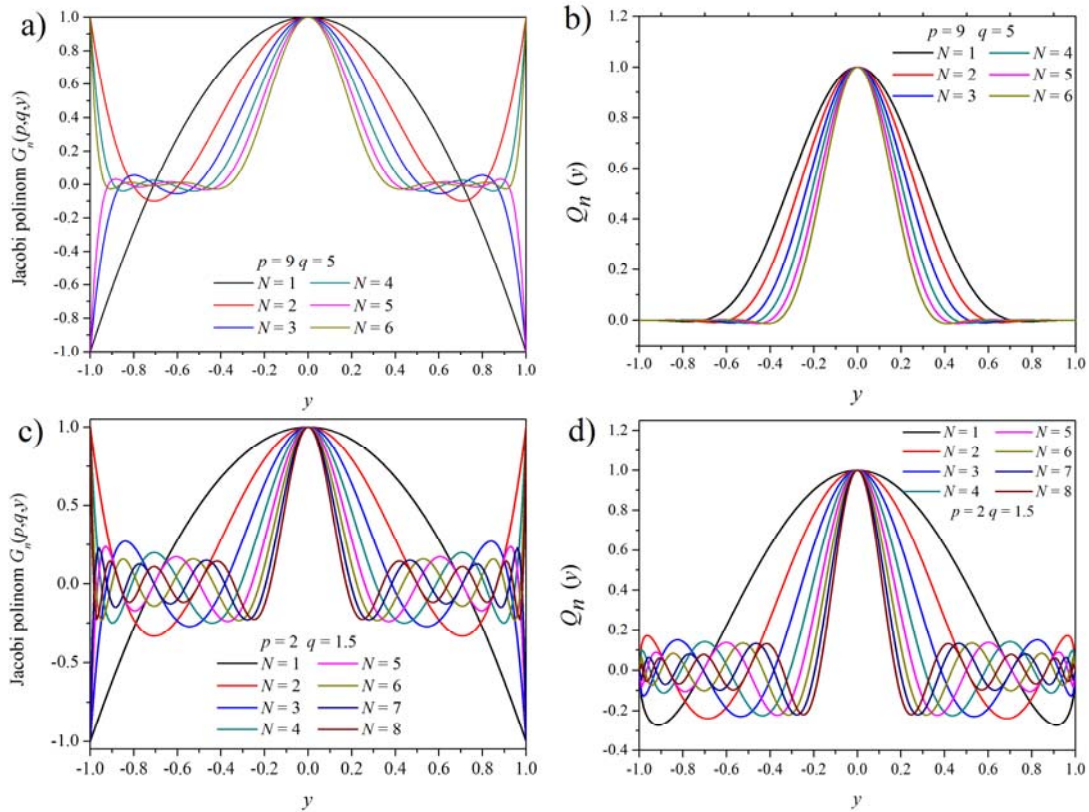
$$Q(y) = \sum_{n=0}^N a_n Q_n(y) = \sum_{n=0}^N a_n (1-y^2)^{q-1} G_n \left(2q-1, q, \frac{1-y}{2} \right), \quad (2.4.31)$$

gde je N stepen polinoma.

Nakon množenja relacije (2.4.31) sa $Q_m(y) \cdot W(y) dy$ i integracije formiranog izraza, dobija se:

$$\int_{-1}^1 Q(y) Q_m(y) W(y) dy = \sum_{k=0}^N a_k \int_{-1}^1 Q_k(y) Q_m(y) W(y) dy. \quad (2.4.32)$$

Koeficijenti a_n mogu se na osnovu osobine ortogonalnosti (2.4.28) prikazati kao:



Slika 2.4.3. Priaz zavisnosti Jacobi-jevih polinoma i $Q_n(y)$ funkcija za:

$n = 1 \dots 6, p = 10, q = 5$ grafici a) i b)

$n = 1 \dots 8, p = 3, q = 1.5$ grafici c) i d)

$$a_n = \frac{(2n+2q-1)\Gamma(n+2q-1)}{[\Gamma(q)]^2 \Gamma(n+1) 2^{2q-1}} D_n, \quad (2.4.33)$$

pri čemu je:

$$D_n = \int_{-1}^1 Q(y) G_n\left(2q-1, q, \frac{1-y}{2}\right) dy. \quad (2.4.34)$$

Uloga parametra q je da odredi težinsku funkciju i on mora da zadovoljava uslov $q > \frac{1}{2}$ kako bi se izbegle numeričke nedoslednosti.

Abel-ova inverzija (2.4.22) veličine $Q(y)$ date relacijom (2.4.31) je:

$$\varepsilon_\lambda(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \frac{d}{dy} [Q(y)], \quad (2.4.35)$$

gde treba sve dimenzije dužine izraziti u jedinicama poluprečnika poprečnog preseka plazme, tako da je gornja granica integrala $R = 1$. Sada se, na osnovu (2.4.31) može pisati:

$$\varepsilon_\lambda(r) = -\frac{1}{\pi} \sum_{n=0}^N a_n \int_r^1 \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \left[\frac{d}{dy} \mathcal{Q}_n(y) \right] \quad (2.4.36)$$

Korišćenjem opšteg izraza (2.4.25), dobija se:

$$\varepsilon_\lambda(r) = \sum_{n=0}^N a_n \frac{\Gamma(q)}{\sqrt{\pi} \Gamma\left(q - \frac{1}{2}\right)} (1-r^2)^{q-\frac{3}{2}} \Psi_n(r) = (1-r^2)^{q-\frac{3}{2}} \sum_{n=0}^N S_n D_n \Psi_n(r), \quad (2.4.37)$$

gde su:

$$S_n = \frac{(2n+2q-1)\Gamma(n+2q-1)}{2^{2q-1} \sqrt{\pi} n! \Gamma(q) \Gamma\left(q - \frac{1}{2}\right)} = \frac{\Gamma(q)}{\Gamma\left(q - \frac{1}{2}\right)} \frac{a_n}{\sqrt{\pi} D_n}, \quad (2.4.38)$$

koje zadovoljavaju rekurentne relacije:

$$S_0 = \frac{q - \frac{1}{2}}{\pi}; \quad S_{n+1} = \frac{(2n+2q+1)(n+2q-1)}{(2n+2q-1)(n+1)} S_n, \quad (2.4.39)$$

i

$$\Psi_n(r) = \begin{cases} \text{za parno } n \\ G_{\frac{n}{2}}\left(q - \frac{1}{2}, q - \frac{1}{2}, 1-r^2\right) \\ \text{za neparno } n \\ \frac{\frac{n+1}{2} G_{\frac{n-1}{2}}\left(q - \frac{1}{2}, q - \frac{1}{2}, 1-r^2\right) + \left(\frac{n-1}{2} + q - \frac{1}{2}\right) G_{\frac{n+1}{2}}\left(q - \frac{1}{2}, q - \frac{1}{2}, 1-r^2\right)}{\left(n + q - \frac{1}{2}\right)r} \end{cases} \quad (2.4.40)$$

Na osnovu opisane procedure napravljene su funkcije u MATLAB-u pomoću kojih je urađena Abel-ova inverzija.

Testiranje programa za Abel-ovu inverziju

Ispravnost procedure Abel-ove inverzije opisane u prethodnom poglavlju proverena je pomoću probne funkcije za lokalni spektralni emisijski koeficijent:

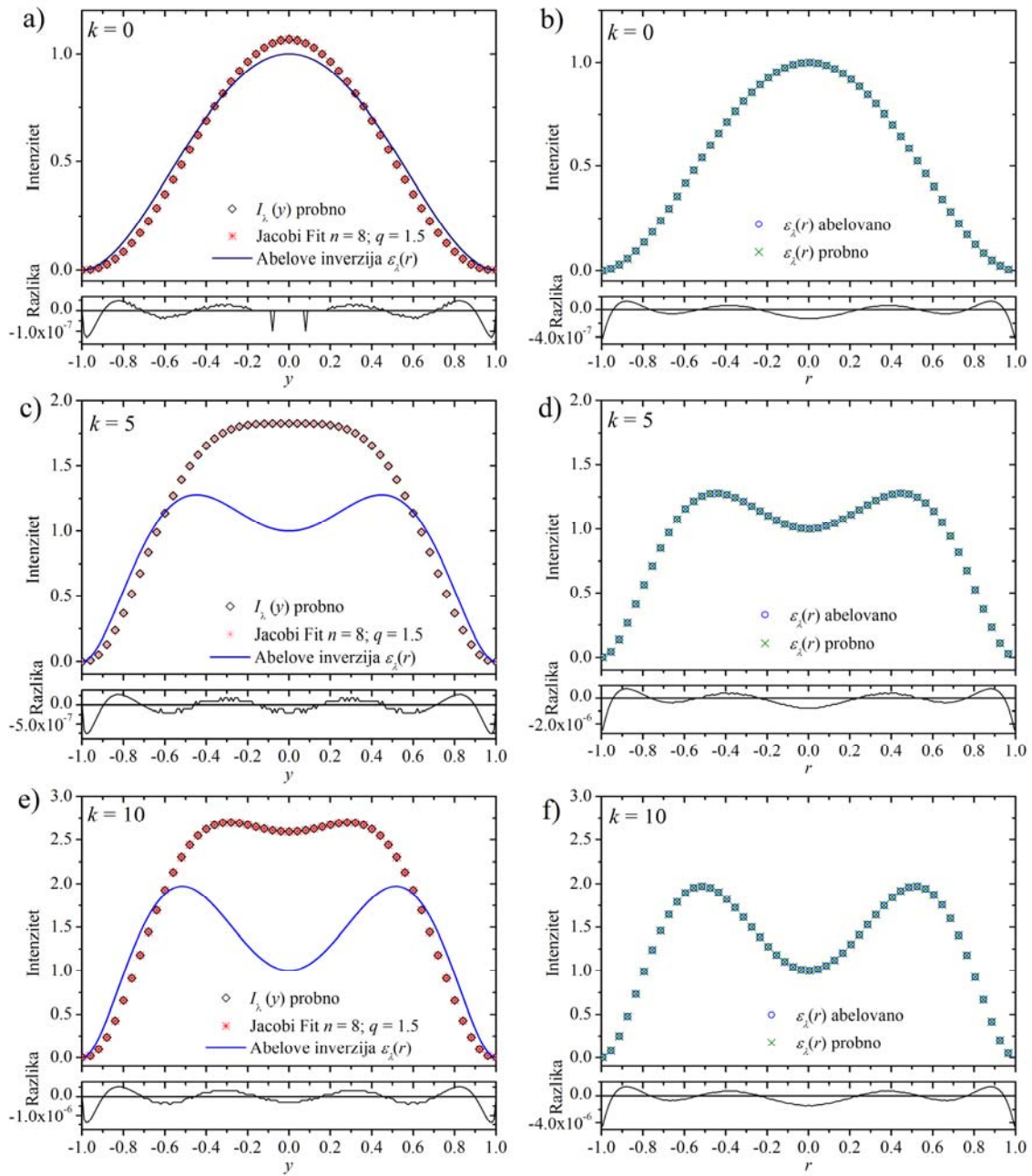
$$\varepsilon_j = (1 + kr^2)(1 - r^2)^2, \quad (2.4.41)$$

gde je koeficijent k ne-negativan ceo broj. Koristeći relaciju (2.4.21) nakon elementarne integracije dobija se probna funkcija za spektralnu intenzivnost zračenja u pravcu posmatranja y :

$$I(y) = \frac{16}{105} (1 - y^2)^{\frac{5}{2}} [7(1 + ky^2) + k(1 - y^2)], \quad (2.4.42)$$

gde se smatra da je spoljni radijus $R = 1$. Oblik probne funkcije $I(y)$ prikazan je na slici 2.4.4. U zavisnosti od vrednosti koeficijenta k , probna intenzivnost $I(y)$ u centralnom delu $y = 0$ može imati maksimum ($k = 0$) ili minimum ($k > 0$) - udubljenje.

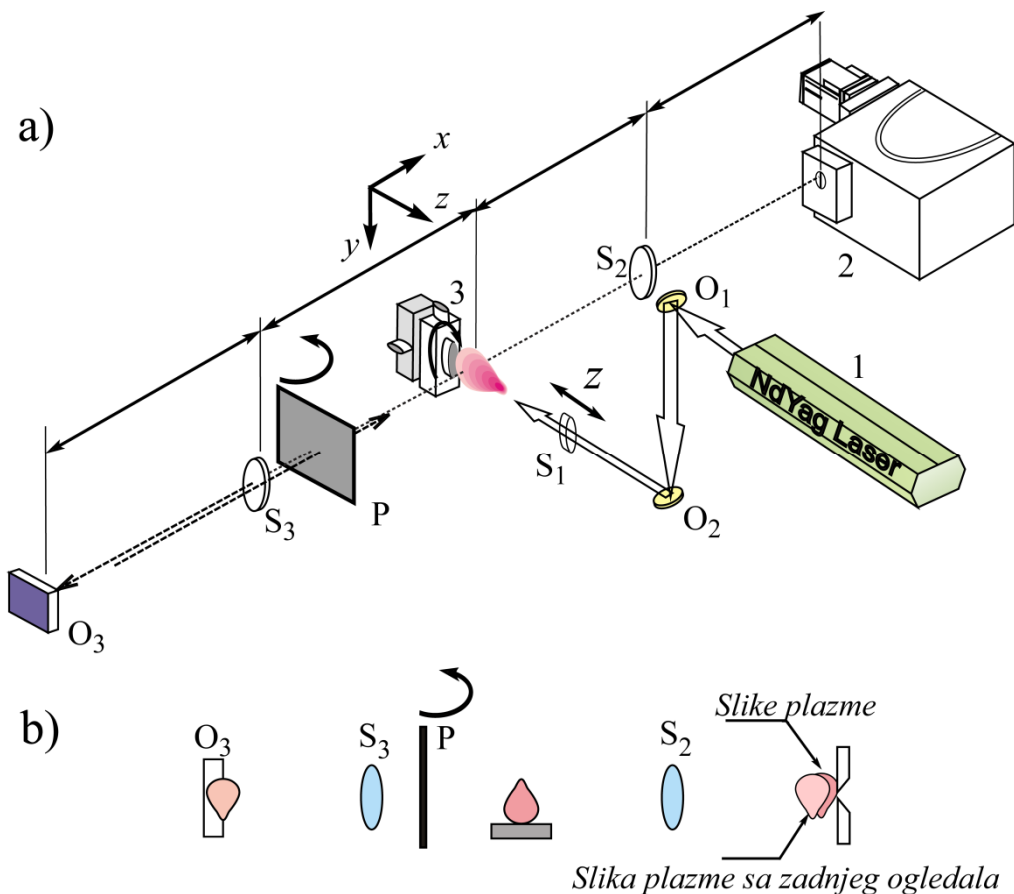
Tačnost procedure Abel-ove inverzije ispitana je za više slučajeva, tj. različitih vrednosti k . Za probnu spektralnu intenzivnost $I(y)$ definisanu relacijom (2.4.42) sprovedena je procedura Abel-ove inverzije na osnovu izraza (2.4.37). Ista ta lokalna spektralna emisivnost je izračunata na osnovu probne emisivnosti zadate relacijom (2.4.41). Na slici 2.4.5 prikazan je rezultat ovakvog upoređivanja, te je pogodnost relacije (2.4.37) za Abel-ovu inverziju eksperimentalnih podataka u potpunosti potvrđena.



Slika 2.4.4. Testiranje procedure Abel-ove inverzije. Na levoj strani prikazane su probne emisivnosti zadate jednačinom (2.4.41) za različite vrednosti parametra k (crni simboli ○), zatim Jacobi-ev polinom koji najbolje opisuje probnu emisivnost (crveni simbol *), kao i Abel-ova inverzija probne emisivnosti (puna plava linija). Na desnoj strani prikazana je razlika lokalne spektralne emisivnosti dobijena Abel-ovom inverzijom (plavi simbol ○) kao i izrazom (2.4.42) (zeleni simbol ×).

3. OPIS EKSPERIMENTALNE POSTAVKE

Eksperimentalna postavka za spektroskopiju laserski indukovane plazme sastoji se od tri glavna elementa: 1) lasera kojim se indukuje plazma, 2) spektrometra opremljenim sa ICCD (Intensified Charged Coupled Device) kamerom kojom se snima zračenje plazme i 3) mete nad kojom se indukuje plazma. Šema eksperimentalne postavke prikazana je na slici 3.1. Sa šeme se može videti da pored ova tri osnovna elementa postavku čine još i odgovarajući optički elementi i držač mete koji se može pomerati po osama $x - z$ i zaokretati u odnosu za z osu.



Slika 3.1. a) Šema eksperimentalne postavke: 1 – Nd:YAG laser, 2 – spektrometar, 3 – meta (uzorak) i držač mete, O_1 , O_2 ogledala za skretanje laserskog zraka, S_1 – sočivo za fokusiranje laserskog zraka, žižne daljine $f_{S1} = 100$ mm, S_2 – sočivo za fokusiranje zračenja plazme na ulazni slit spektrometra, $f_{S2} = 172$ mm, S_3 – sočivo za fokusiranje zračenja plazme na zadnje ogledalo i proveru samoapsorpcije, $f_{S3} = 100$ mm, O_3 – zadnje ogledalo za proveru samoapsorpcije, P – mehanički svetlosni prekidač; b) principska šema provere samo-apsorpcije.

3.1. Laser

Za generisanje laserski indukovane plazme upotrebljen je Q-switched Nd:YAG laser (Molelectron MY34), osnovne talasne dužine laserskog zračenja od 1064 nm. Karakteristike lasera date su u tabeli 3.1.

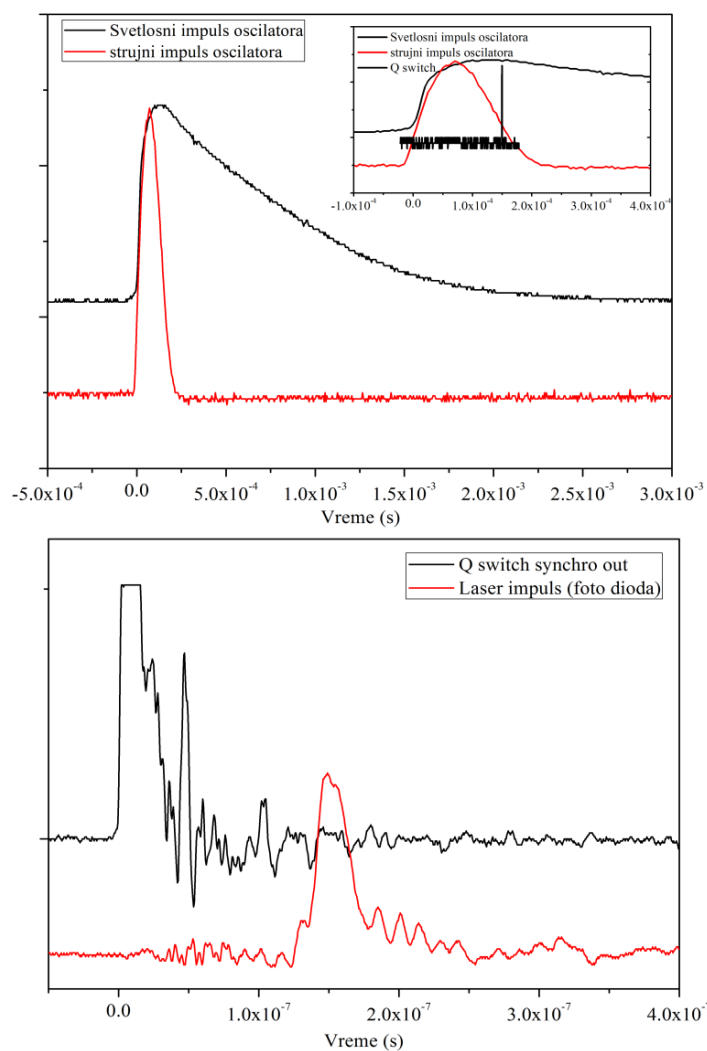
Tabela 3.1. Karakteristike lasera Molelectron MY34

Laserska sredina:	Nd:YAG kristal (prečnika 8 mm)
Talasna dužina:	1064 nm, (532 nm drugi harmonik)
Energija po impulsu:	do 180 mJ (korišćeno 50 mJ)
Širina laserskog impulsa (FWHM):	15 ns
Frekvencija:	10 Hz

Energija impulsa korišćena za indukovanje plazme je 50 mJ. Laserski zrak se pomoću laserskih ogledala O_1 i O_2 skreće, fokusira sočivom S_1 ($f_{S1} = 100$ mm) i pada normalno na površinu uzorka (mete). Vremenski signali lasera, svetlosni impuls bljeskalica (oscilatora), strujni impulsa bljeskalica, svetlosnog laserskog zraka i električnog signal Q – switch-a snimljeni su upotrebom brze foto-diode i Rogowski kalema. Signali sa foto-diode i Rogowski kalema snimljeni su uz pomoć osciloskopa i prikazani na slici 3.2. Vremenska zavisnost ovih signala, njihov oblik i trajanje je značajno kako bi se omogućila sinhronizacija lasera i ICCD kamere i uspešno izvršilo vremenski razloženo snimanje spektara laserski indukovane plazme.

Sa slike 3.2. može se videti da strujni impuls bljeskalice oscilatora traje oko 120 μ s, a svetlosni impuls bljeskalice nešto manje od 1 ms. Signal Q-switcha podešen je tako da „otvara“ Q-switch skoro na maksimumu svetlosnog signala bljeskalice. Svetlosni laserski impuls kasni za električnim impulsom Q-switcha oko 100 ns i njegovo trajanje je 15 ns. Električni impuls Q-switch-a ima svoj izvod kroz električni konektor na kućištu lasera i iskorišćen je za okidanje digitalnog generatora za generisanje „gate“ signala (DG -535, Stanford Research Systems). Razlika od oko 100 ns između signala Q-switcha i laserskog impulsa uzeta je u obzir prilikom vremenski razloženih snimanja spektara ICCD kamerom.

Žižna ravan laserskog zraka koji pada normalno na metu postavljena je tako da se nalazi 1 mm ispod površine mete. Na ovaj način obezbeđeno je da se dovoljna količina materijala ablira (izbije) sa mete i unese u plazmu kako bi se obezbedio dovoljan nivo odnosa signal šum prilikom snimanja spektralnih linija. Prečnik fokusiranog laserskog zraka na površini mete je 200 μ m, slika 3.3.



Slika 3.2. Vremenska zavisnost i oblik signala lasera.



Slika 3.3. Fotografija površine mete nakon ozračavanja laserskim impulsom. Na slici su obeleženi krateri koje je izazvao laserski impuls. Izmeren prečnik kratera je $200 \mu\text{m}$. Tanka bakarna žica prečnika $150 \mu\text{m}$ koja je na slici prikazana sa desne strane služi kao referenca.

3.2. Spektrometar i ICCD kamere

Slika plazmenog oblaka laserski indukovane plazme projektovana je uz pomoć sočiva L_2 , sa jediničnim uvećanjem na ulazni slit (razrez) spektrometra. Za snimanje spektara korišćena su dva spektrometra: Mechelle ME500 i Shamrock 303 oba proizvedena od Andor Technology [98]. Njihove karakteristike date su u tabelama 3.2, 3.3 i 3.4.

Tabela 3.2. Karakteristike spektrometra Shamrock 303

Tip:	Czerny-Turner sa toroidalnom optikom
Žižna daljina:	303 mm
Svetlosna jačina (f broj)	f4
Recipročna disperzija:	2.6 nm/mm (zavisno od rešetke)
Reproducibilnost talasne dužine:	± 0.05 nm
Tačnost talasne dužine:	± 0.2 nm
Veličina žižne ravni:	28mm \times 14mm (širina \times visina)
Slit:	Motorizovan, širine od 10 μ m do 2.5 mm
Veličina optičke rešetke	68 mm \times 68 mm
Način montiranja optičke rešetke:	izmenjivi nosač sa tri rešetke

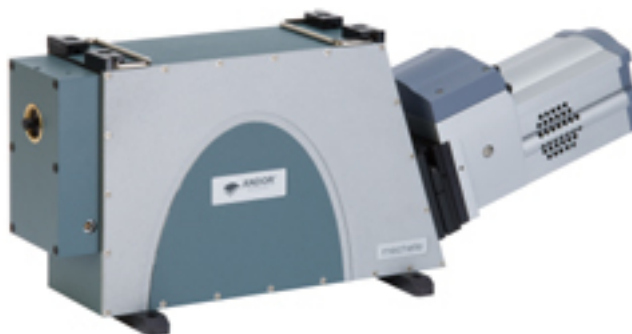
Tabela 3.3. Karakteristike optičkih rešetki

Broj linija/mm	Blaze (nm)	Disperzija (nm/mm)	Talasni opseg rešetke (nm)	Propusni opseg (nm) na kameri
300	500	10.6	350 – 900	283
1200	500	2.4	330 – 900	65
2400	300	0.9	250 – 800	25

Tabela 3.4. Karakteristike spektrometra Mechelle ME500

Tip:	Echelle
Žižna daljina:	195 mm
Svetlosna jačina (f broj):	f7
Spektralna rezolucija ($\lambda/\Delta\lambda$)	4000
Spektralni opseg (nm):	190 – 900
Širina slita:	50 μm

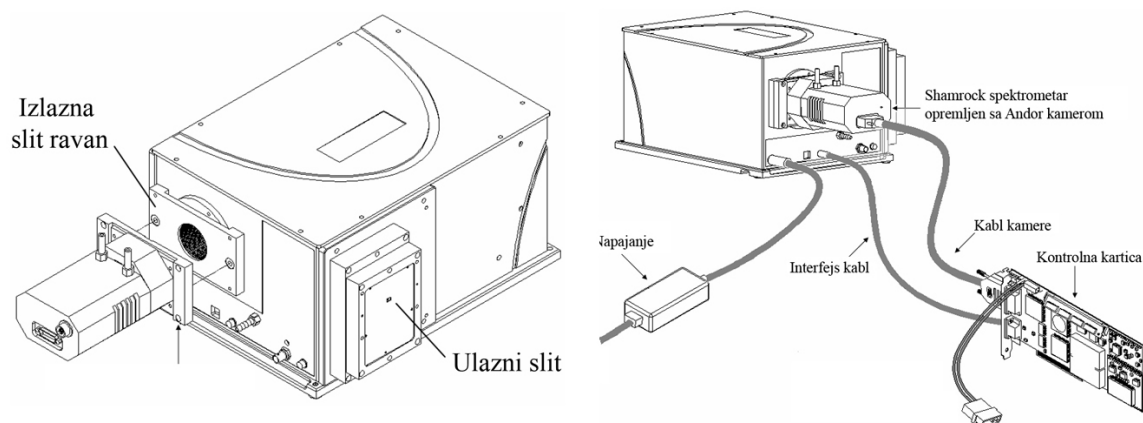
Za vremenski razložena spektralna snimanja radi utvrđivanja sastava mete kao i identifikacije spektralnih linija koje su pobuđene i procene prisustva samoapsorpcije korišćen je Echelle spektrometar sa ICCD kamerom (DH-734-18U-03). Pogodnost ovog spektrometra je što se dobija spektar u širokom opsegu (180 – 850 nm).



Slika 3.4. Echelle spektrometar sa ICCD kamerom.

Za vremenski i prostorno razložena spektralna snimanja korišćen je spektrometar Shamrock 303 sa ICCD kamerom (DH-720-18F-63). Ovaj spektrometar je opremljen motorizovanim slitom i nosačem sa tri optičke rešetke, čije su karakteristike date u tabeli 3.3.

Kako bi se izvršila vremenski razložena snimanja oba spektrometra su opremljena ICCD kamerama. Njihove karakteristike date su u tabeli 3.5, a šematski prikaz kamere dat je na slici 3.6.



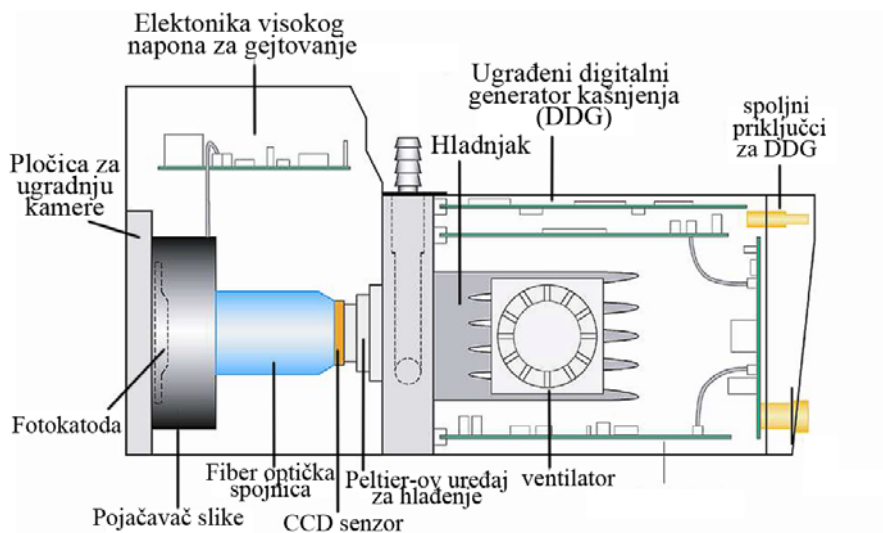
Slika 3.5. Shamrock spektrometar

Tabela 3.5. Osnovne karakteristike ICCD kamera

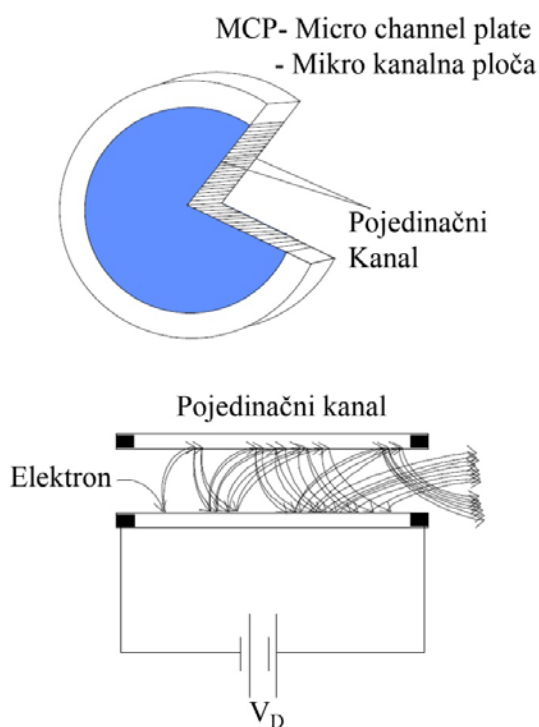
	ICCD Andor iStar DH-720-18F-63	ICCD Andor iStar DH-734-18U-03
Broj piksela:	matrica 1024 × 1024	matrica 1024 × 256
veličina piksela:	13 × 13 μm ²	26 × 26 μm ²
Prečnik pojačavača:	18 mm	18 mm
Vrsta ulaznog prozora:	staklo	kvarc
Spektralni opseg (nm):	265-740	180-850
Minimalna širina Gate-a (ns):	5	2
		Mechelle
Uz spektrometar:	Shamrock	(korišćena za fotografisanje)

Pojačavač slike (Image Intensifier), slika 3.6, postavljen ispred CCD čipa ima dve funkcije. Prva funkcija je da pojača signal upadne svetlosti kako bi se detektovali veoma slabi signali. Druga funkcija je da služi kao veoma brzi svetlosni prekidač (shutter), gde zavisno od modela kamera minimalna brzina prekidanja može biti 2 odnosno 5 ns. Pojačavač slike se sastoji od fotokatode, mikro kanalne ploče (Micro Channel Plate - MCP) i fosforescentnog ekrana, slika 3.6. Zračenje koje upada na prednji prozor kamere i fotoni koji dolaze na fotokatodu emituju elektrone koji ulaze kroz kapilare (kanale) mikrokanalne ploče. Na mikrokanalnu ploču se dovodi visok napon (500 do 1000 V) koji ubrzava elektrone, koji se kaskadno umnožavaju u sudaru

sa zidovima kanala, slika 3.7. Originalni signal se pojačava i do 10^4 puta. Napon na mikrokanalnoj ploči se može menjati kako bi se kontrolisao nivo pojačanja (gain). Nivo pojačanje se podešava u programu koji kontroliše rad kamere (Andor iStar [98]).



Slika 3.6. Šematski prikaz ICCD kamere [98]



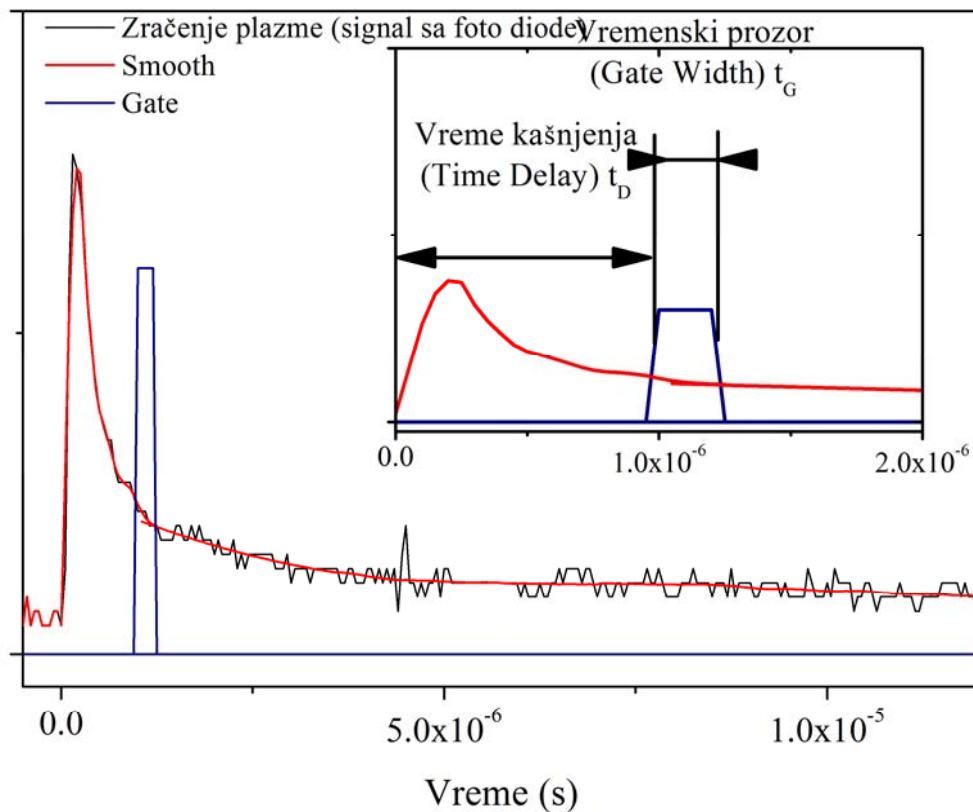
Slika 3.7. Šematski prikaz mikrokanalne ploče (MCP) i objašnjenje rada.

Fotokatoda takođe služi kao optički prekidač. Napon koji se primenjuje na fotokatodi može biti pozitivan u odnosu na ulaz MCP-a. U tom slučaju elektroni ne mogu da napuste površinu fotokatode i ceo pojačavač slike je isključen. Posledica toga je da električni signal koji se primenjuje na fotokatodi (gate signal) pruža mogućnost propuštanja i zaustavljanja upadne svetlosti odnosno otvaranja i zatvaranja optičkog prekidača.

ICCD kamera ima linearan odziv na svetlosnu ekspoziciju do granice saturacije, kada više ne može da sačuva nastalo naelektrisanje. Dinamički opseg kamere određen je analogno-digitalnim konverterom CCD čipa koji je 16 bitni, te stoga intenzitet kamere može biti u opsegu od 0 do oko 64 000 (2^{16}) odbroja. U praksi odziv nije linearan u punom opsegu i treba izbegavati intenzitete veće od 50 000 odbroja.

Hlađenje kamere izvedeno je pomoću Peltier-ovog uređaja za hlađenje, ventilatora i hladnjaka za odvođenje toplote. Ovaj sistem omogućava da se kamera ohladi do -20°C u odnosu na ambijentalnu temperaturu. Na ovaj način umanjuje se uticaj šuma i struje mraka na koristan signal kamere. Program koji kontroliše rad kamere omogućava oduzimanje slike „mraka“ koja se dobija snimanjem ambijentalnog osvetljenja bez prisustva zračenja plazme.

Podешavanje vremena prikupljanja zračenja plazme u okviru definisanog vremenskog prozora (gate width) na određenom kašnjenju u odnosu na laserski impuls (time delay) izvedeno je eksterno preko spoljašnjeg digitalnog generatora za generisanje signala. Na slici 3.8. prikazani su relevantni signali. Signal sa foto diode koja prati nastajanje laserski indukovane plazme i njeno zračenje ili signal sa Q-switcha iskorišćeni su za okidanje spoljašnjeg digitalnog generatora za generisanje signala. Generator zatim generiše impuls za „gejtovanje“ kamere, impuls određene širine i kašnjenja u odnosu na okidni impuls, kao što je prikazano na slici 3.8. Zadavanje vremena kašnjenja (time delay) i širine gate impulsa, koji predstavlja vremenski prozor kada je Image Intensifier uključen (Gate width) vrši se preko spoljašnjeg digitalnog generatora za generisanje signala. Na ovaj način, definisanjem „gate“ signala“, tj. definisanjem vremenskog prozora u kome kamera može da snima zračenje plazme izvršena su vremenski razložena merenja.



Slika 3.8. Vremenski signali za definisanje vremenskog prozora snimanja.

3.3. Meta (uzorak)

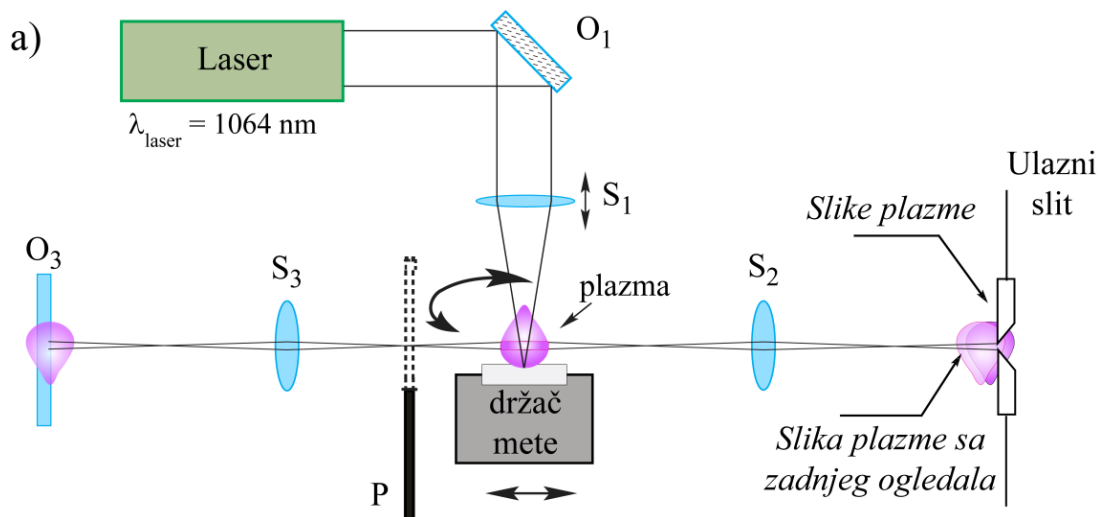
Uzorak mete je napravljen u laboratoriji od homogene praškaste mešavine aluminijum trioksida, litijum karbonata i magnezijum karbonata u razmeri: Al₂O₃ 900 mg:Li₂CO₃ 400 mg: MgCO₃ 100 mg. Meta je formirana presovanjem praškaste mešavine u cilindričan oblik (oblik tablete) prečnika 8 mm i debljine 2 mm. Odnos konstituenata mete odabran je empirijski s ciljem da se izbegne jaka samoapsorpcija spektralnih linija od značaja.

Držać mete. Meta je postavljena u držače mete koji se nalazi na x - z , translaciono – rotacionom pomeraču. Zbog ablacije materijala mete, površina se menja, a kako bi se ostvarila reproducibilnost, za svaku povorku laserskih impulsa treba obezbediti čisto mesto na meti. Ovo je izvršeno uz pomoć rotacije i/ili translacije mete.

Kako bi se omogućilo snimanja slojeva plazme na različitim visinama od površine mete, držač mete zajedno sa sočivom za fokusiranje laserskog zraka nalazi se na posebnoj konzoli koja ima mogućnost transliranja po z osi. Na ovaj način može se izabrati sloj plazme koji se posmatra čija je debljina jednaka širini slita.

3.4. Provera i korekcija na prisustvo samoapsorcije

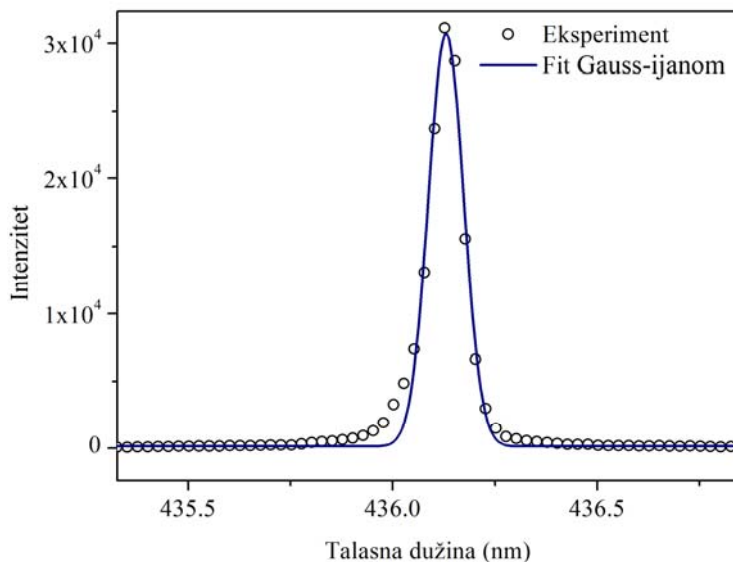
Iza izvora plazme postavljeno je sočivo S_3 , prečnika 50 mm i žižne daljine 100 mm, ravno ogledalo, O_3 i mehanički svetlosni prekidač (zastor) P, slika 3.9. Ove komponente služe za proveru prisustva samoapsorcije spektralnih linija. Ravno ogledalo postavljeno je na udaljenosti od 4 žižne daljine sočiva S_3 u odnosu na izvor plazme. Sočivo S_3 i ravno ogledalo O_3 postavljene su na ovaj način kako bi se slika plazme na ulaznom slitu spektrometra poklopila sa primarnom slikom plazme. Mehanički svetlosni prekidač P, ubačen između držača uzorka i ravnog ogledala, omogućava snimanje spektra sa i bez zadnjeg ogledala. Specijalna pažnja je posvećena optičkom poravnanju svih optičkih komponenti i izvora plazme, jer je korekcija na samoapsorciju veoma osetljiva na tačnost poklapanja slike plazme bez i sa zadnjim ogledalom.



Slika 3.9. Provera na prisustvo samoapsorcije pomoću zadnjeg ogledala O_3 i sočiva S_3 .

3.5. Određivanje širine instrumentalnog profila i spektralne osetljivosti

Instrumentalni profil rešetke sa 2400 zarez/mm je približan Gauss-ijanu sa punom poluširinom na polovini maksimuma (FWHM) of 0.093 nm. Instrumentalni profil rešetke sa 1200 zarez/mm takođe je blizak Gauss-ijanu sa FWHM od 0.125 nm. Oba instrumentalna profila su merena korišćenjem Hg i Ne spektralnih kalibracionih lampi na niskom pritisku (slika 3.10). Spektralna osetljivost optičkog sistema (sočivo S2, spektrometar Shamrock, rešetka 2400 zarez/mm, ICCD kamera) prikazana je na slici 3.11.

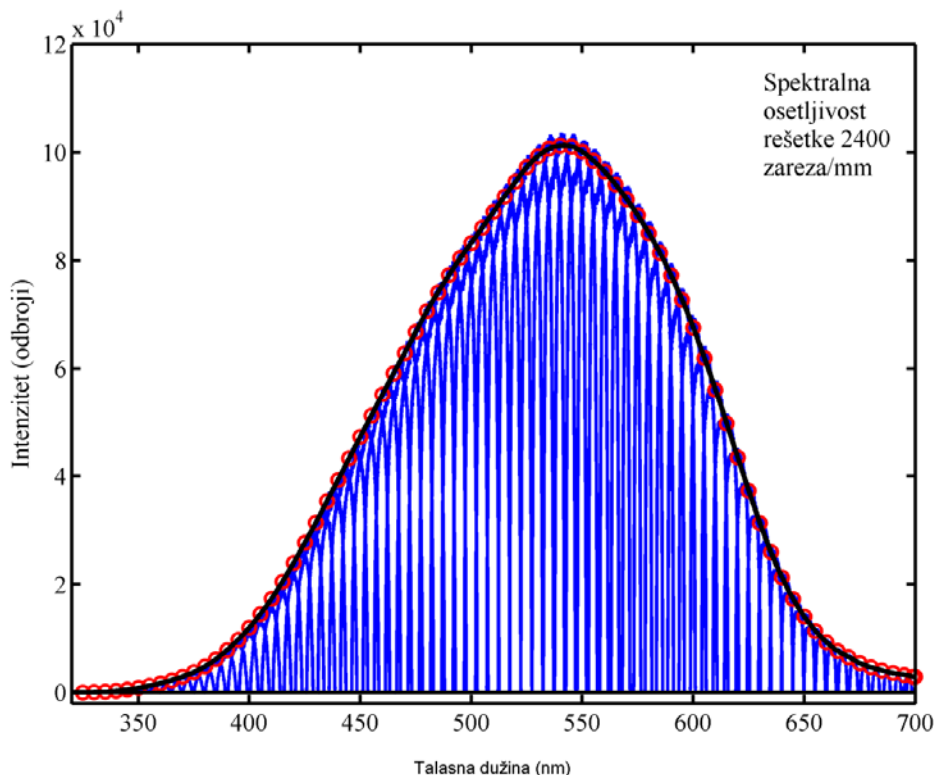


Slika 3.10. Primer instrumentalnog profila rešetka sa 2400 zarez/mm.

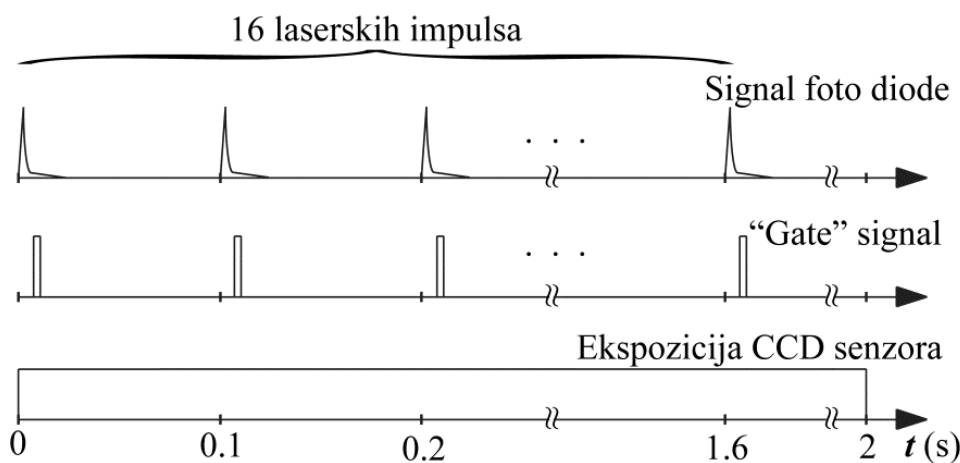
3.6. Način snimanja – sinhronizacija lasera i ICCD kamere

Sva merenja su izvršena u vazduhu na atmosferskom pritisku. Spektralne linije Mg I, Mg II, Li I, Al I, Al II su snimane korišćenjem optičke rešetke sa 2400 zarez/mm. Spektralne linije Al II snimane su i sa rešetkom 1200 zarez/mm. Žižna ravan laserskog zračenja postavljena je 1 mm ispod površine uzorka mete. Meta je rotirana i/ili translirana nakon ozračivanja sa 16 laserskih impulsa na istom mestu. Svaki

spektralni snimak predstavlja akumulaciju (sabiranje signala) od 10 ekspozicija sa CCD senzora, gde je svaka ekspozicija CCD senzora dobijena nakon 16 laserskih impulsa (slika 3.12). Vreme ekspozicije CCD senzora je postavljeno na 2 sekunde. Iz ovoga sledi da je svaki spektralni snimak dobijen usrednjavanjem zračenja plazme nakon 160 laserskih impulsa (pucnjeva).



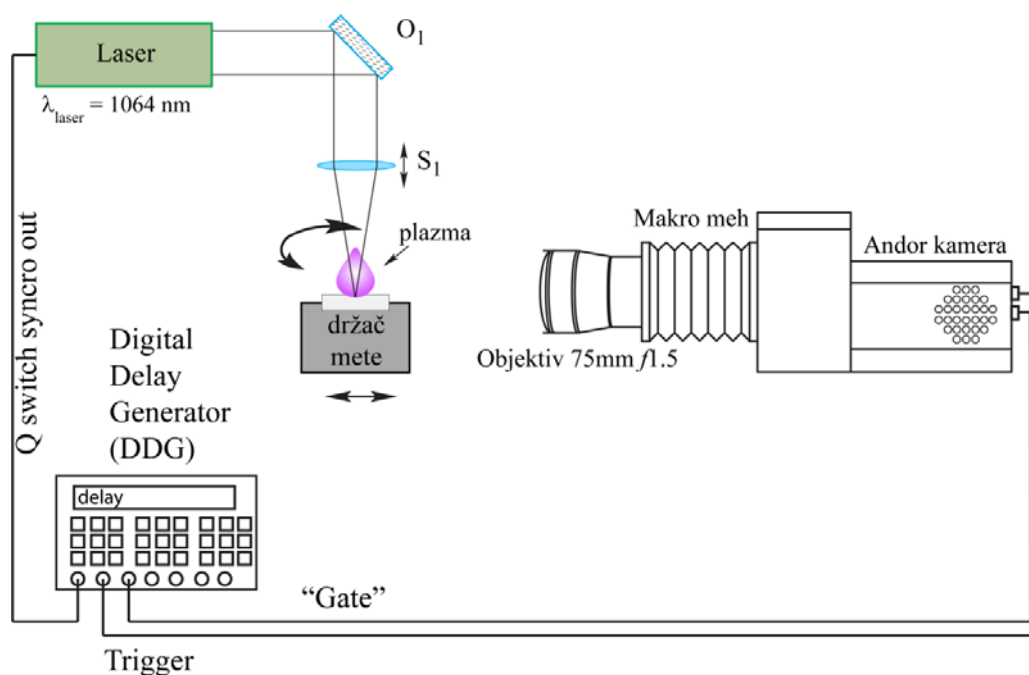
Slika 3.11. Spektralna osetljivost



Slika 3.12. Vremenski signali uz objašnjenje ekspozicije CCD senzora.

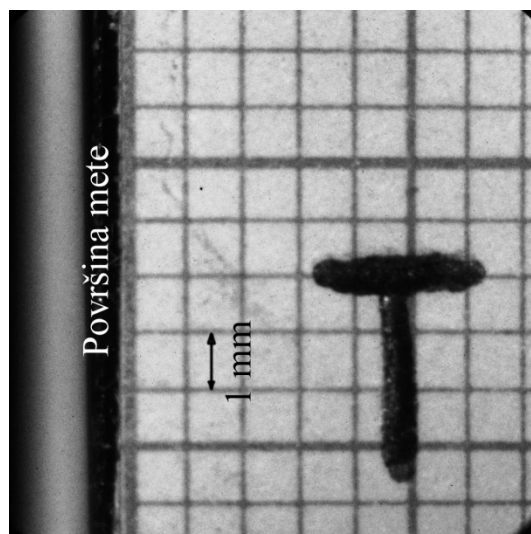
3.7. Snimanje evolucije plazme tehnikom brze fotografije

Radi utvrđivanja optimalnih uslova snimanja kao što su: vreme kašnjenja nakon laserskog impulsa, širina vremenskog prozora, rastojanje od površine mete gde se vrši spektroskopsko snimanje, potrebno je snimiti vremensko-prostornu evoluciju plazme. U tu svrhu postavljena je sledeća eksperimentalna postavka prikazana na slici 3.13.



Slika 3.13. Eksperimentalna postavka za snimanje evolucije i gašenja plazme.

Za snimanje evolucije plazme upotrebljena je ICCD kamera model DH-720-18F-63 sa 1024 x 1024 piksela. Ispred kamere montiran je objektiv žižne daljine 75 mm, svetlosne jačine $f 1.5$ na makro mehu. Radi fokusiranja i određivanja prostorne rezolucije koju kamera vidi na mesto gde se stvara plazma postavljen je milimetarski papir. Snimanjem milimetarskog papira utvrđeno je da svaki piksel pokriva $11 \times 11 \mu\text{m}^2$, odnosno dobijeno je uveličanje od 1:1.2



Slika 3.14. Fotografija milimetarskog papira na mestu pojavljivanja plazme snimljena sa ICCD kamerom radi utvrđivanja prostorne rezolucije.

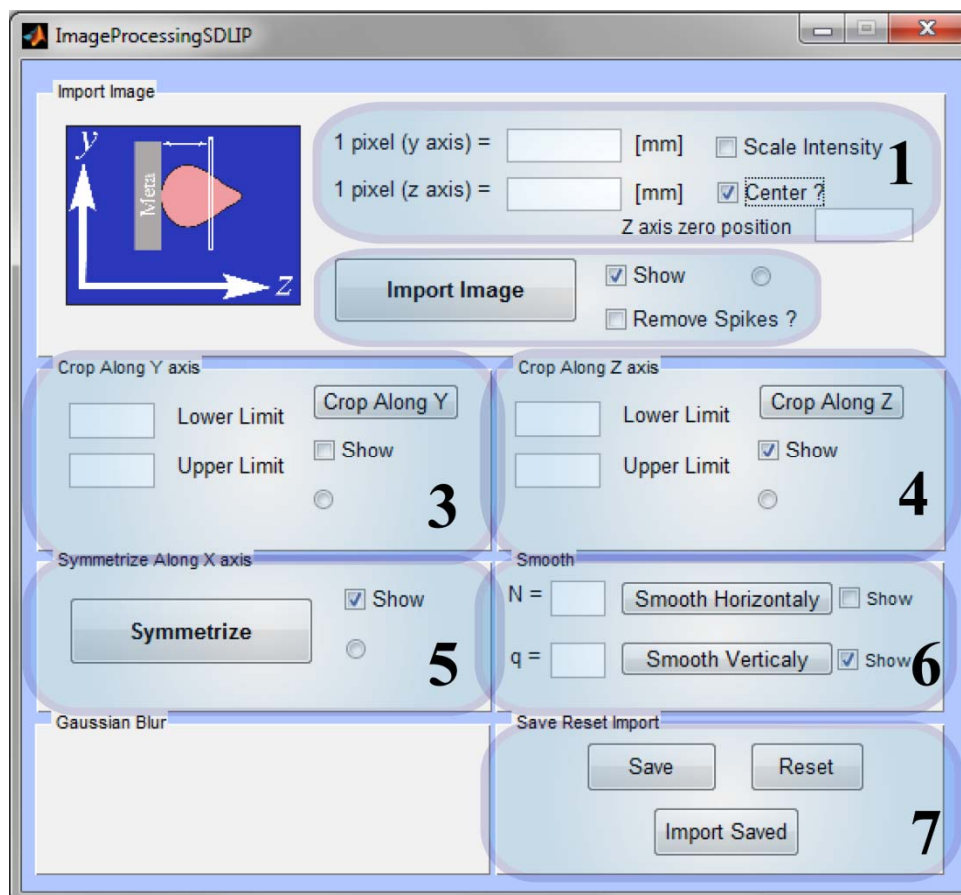
Nakon ovoga snimljeno je vremensko prostiranje i širenje plazme, na različitim vremenima kašnjenja nakon laserskog impulsa ($0 - 15 \mu\text{s}$), podešavanjem parametara „delay“ generatora (DDG – Digital Delay Generator). Vreme „gate“ signala, tj. vremenskog prozora podešeno je tako da za vremena kašnjenja manja od jedne mikorsekunde ono bude 10 ns, dok je na kasnijim vremenima širina gate signala 100 ns. Za svako vreme kašnjenja snimljeno je najmanje 5 fotografija plazme radi usrednjavanja. Fotografije su dalje obrađene kompjuterskim programom koji će biti opisan u sledećem poglavlju. Analizom fotografija, tj. određivanjem veličine plazme na različitim vremenima kašnjenja procenjena je brzina prostiranja plazme.

4. OPIS KOMPJUTERSKIH PROGRAMA

U ovom poglavlju biće objašnjene procedure obrade eksperimentalnih podataka. Za svaku od ovih procedura napravljen je kompjuterski program sa grafičkim korisničkim prozorom radi lakše obrade. Eksperimentalni podaci su fotografije prostiranja plazme i spektralni snimci snimljeni na različitim talasnim dužinama i na različitim vremenima kašnjenja laserski proizvedene plazme. Prvo je bilo potrebno obraditi fotografije plazme kako bi se odredili optimalni uslovi za spektroskopska snimanja. Nakon toga snimljeni su spektri, tj. spektralni snimci. Napisan je program za obradu spektralnih snimaka koji uključuje proceduru provere na samoapsorpciju i proceduru Abel-ove inverzije. Analiza obrađenih spektralnih snimaka, odnosno određivanje parametara spektralne linje sprovedeno je programima za fitovanje.

4.1. Obrada fotografija plazme

Prozor programa za obradu fotografija plazme prikazan je na slici 4.1.

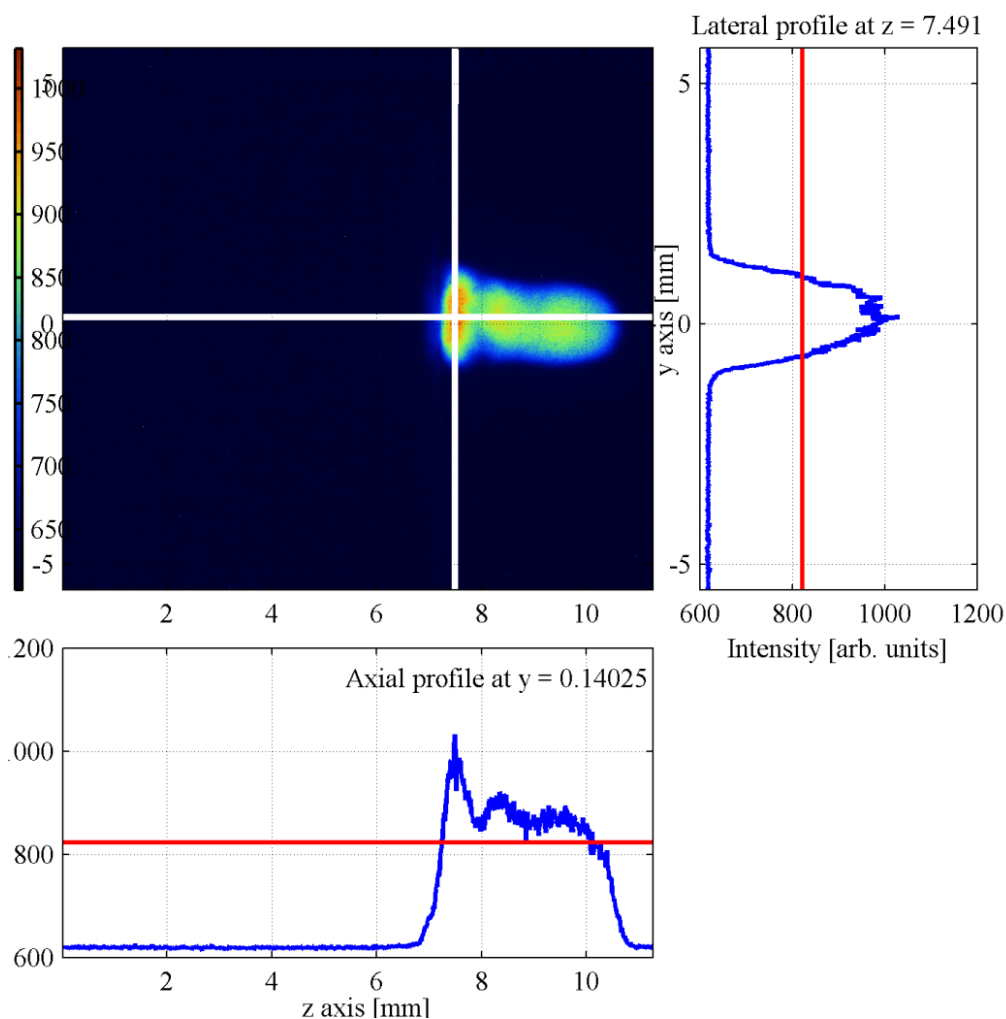


Slika 4.1. Program za obradu fotografija plazme sa označenim celinama.

U prvom koraku, (obeleženom na slici 4.1 sa 1) unosi se prostorna disperzija, odnosno koliko 1 pixel „vidi“ u prostoru. Prostorna rezolucija je određena fotografisanjem milimetarskog papira koji je postavljen na mesto gde se stvara plazma. Čekiranjem polja „Center“ fotografija se centrira, odnosno unosi se redni broj piksela po y osi gde se pojavljuje laserski indukovana plazma i to se proglašava nultom pozicijom po y osi.

Drugi korak je unos eksperimentalne fotografije plazme i njen prikaz – slika 4.2. Na slici 4.2. prikazana je fotografija plazme – centralni grafik. Intenzitet zračenja prikazan je kolornom mapom. Levi grafik prikazuje profil intenziteta po y osi na mestu

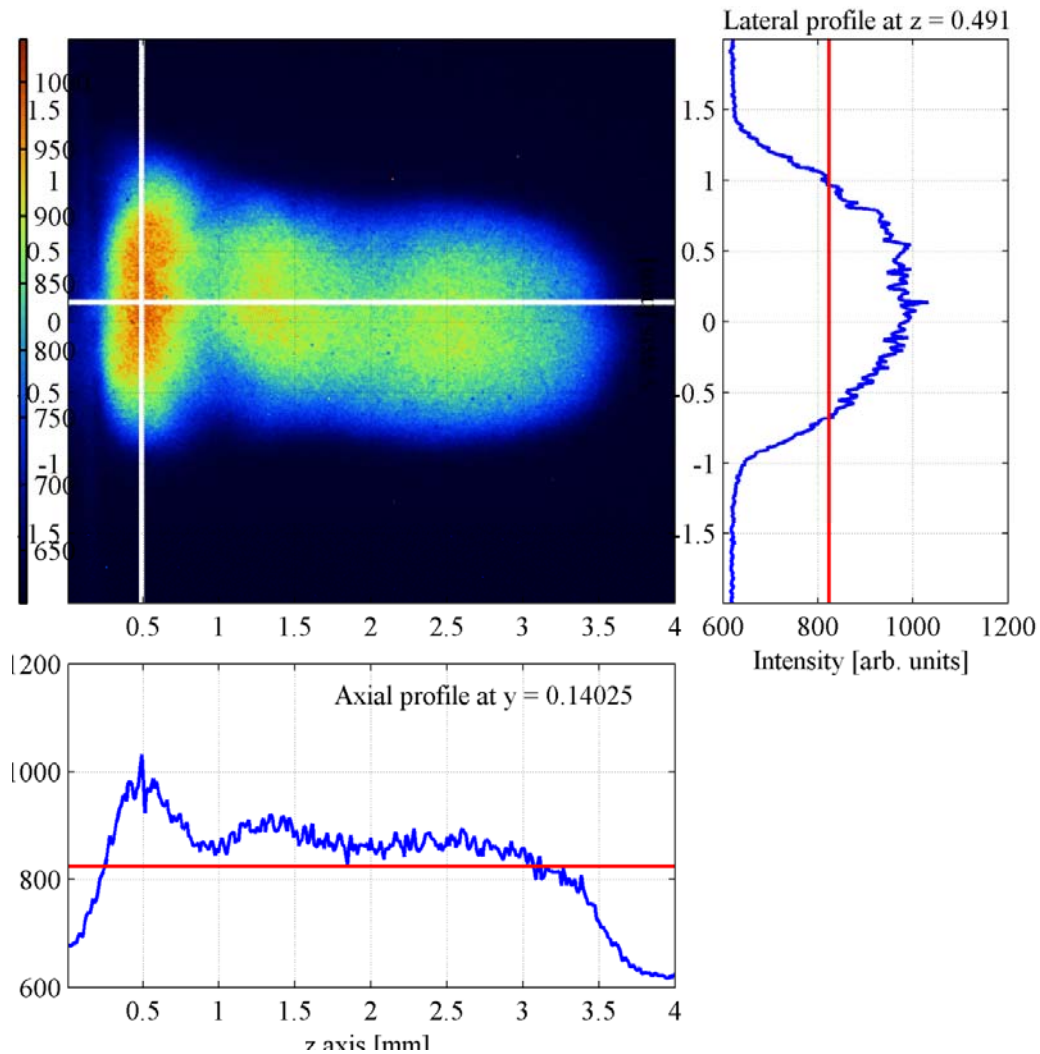
koji je na centralnom grafiku označen vertikalnom belom linijom. Donji grafik prikazuje profil intenziteta po z osi na mestu koji je na centralnom grafiku prikazan horizontalnom belom linijom. Crvene linije na graficima sa desne strane i na donjem grafiku označavaju vrednosti na polovini maksimuma intenziteta.



Slika 4.2. Prikaz fotografije plazme na vremenu kašnjenja 1 μ s, vreme gate signala 100 ns.

Odsecanjem po y osi (od -2 do 2 mm) i po z osi (od 7.1 do 10.2 mm), korak 3 i 4 na slici 4.1. uklanja se deo slike koji ne nosi informaciju a zatim se slika prikazuje u posebnom prozoru - slika 4.3. Sledeći korak je opcioni i tiče se simetrizacije slike oko y ose (ose simetrije) – korak 5 na slici 4.1. U delu označenom brojem 6 na slici 4.1. vrši se „smooth“ odnosno uklanjanje šuma. Ovako obrađena slika se zatim čuva i snima u poseban fajl u koraku 7.

Sa ovako obrađenih slika koje su snimljene na različitim vremenima kašnjenja utvrđuje se veličina plazme, očitavanjem veličine sa grafika. Na osnovu ovoga može se odrediti brzina širenja, tj. prostiranja plazme, njena homogenost, kao i pozicije (poprečni preseći) na određenoj udaljenosti od površine mete, na kojima je pogodno obaviti spektroskopsko snimanje.



Slika 4.3. Prikaz fotografije plazme nakon odsecanja.

4.2. Obrada spektralnih snimaka

Eksperimentalni rezultati su spektralni snimci („fotografije“ veličine 1024 x 256 piksela) dobijeni snimanjem zračenja plazme spektrometrom na različitim rastojanjima od površine mete i različitim vremenskim kašnjenjima od početka laserske plazme.

Zbog relativno velike količine snimljenih eksperimentalnih podataka javila se potrebna za delimičnom automatizacijom obrade kao i za izradom specifičnih kompjuterskih programa prilagođenih takvoj obradi. U ovom poglavlju biće opisani programi i rutine za obradu podataka. Programi su urađeni u programskom okruženju Matlab [99] koji je izabran zbog pogodnosti kao što su veliki broj predefinisanih funkcija za obradu kao i zbog činjenice da se svi podaci inherentno predstavljaju u matičnom obliku.

Format podataka. Podaci sa CCD senzora ICCD kamere sačuvani su u ASCII formatu. Kako je CCD senzor matrica piksela to je i format ASCII fajla matrica podataka. Prva kolona matrice predstavlja vektor talasne dužine. Prvi red matrice predstavlja vektor lateralne pozicije. U ostalim poljima matrice zabeležena je jačina intenziteta spektralnog zračenja. Na ovaj način kolone matrice predstavljaju profile spektralne linije na različitim lateralnim pozicijama dok redovi matrice predstavljaju lateralne raspodele intenziteta zračenja na različitim talasnim dužinama. Objašnjenje formata dato je slikom 4.4.

Lateralna/Radijalna pozicija ----->

Talasna dužina	0	$-d_m$	$-d_{m-1}$	$-d_{m-2}$	$-d_{m-3}$...	$-d_1$	0	$-d_1$...	$+d_m$	
	(1,1)	(1,2)	(1,3)	(1,4)	(1,5)	...	(1,(m-1)/2)	(1,(m/2))	(1,(m+1)/2)	...	(1,m)	
	λ_1	Intenziteti (i = 2...n, j = 2...m)										
	(1,2)											
	λ_2											
	(1,3)											
	λ_3											
	(1,3)											
	λ_4											
(1,5)												
....												
λ_n	(1,n)											

Slika 4.4. Format podataka u matrici. U zagradama su prikazani indeksi polja matrice.

Grafički prikaz. Matrični oblik spektralnog snimka iskorišćen je za grafički prikaz. Primer grafičkog prikaza spektralnog snimka dat je na slici 4.5. Prikaz se sastoji od 3 grafika. Centralni grafik predstavlja 2D prikaz intenziteta zračenja u zavisnosti od talasne dužine (x osa) i lateralne pozicije (y osa). Jačina intenziteta je predstavljena kolornom mapom koja je data pored centralnog grafika sa leve strane. Tamno plava boja predstavlja minimalni intenzitet dok tamno crvena predstavlja maksimalni intenzitet. Na centralnom grafiku nalaze se i dve upravne linije. Na grafiku sa leve strane data je raspodela intenziteta na poziciji koja je na centralnom grafiku označena vertikalnom linijom. Na donjem grafiku je predstavljen spektralni oblik linije na poziciji koja je na centralnom grafiku data horizontalnom linijom. Pozicije vertikalne i horizontalne linije na centralnom grafiku ispisane su u zaglavlju iznad centralnog grafika i predstavljaju vrednosti talasne dužine i lateralne pozicije (u pikselima) odnosno redni broj reda i kolone u matrici podataka. Ove pozicije su odabrane tako da prikazuju maksimalne vrednosti intenziteta po lateralnoj osi i osi talasnih dužina. Klikom miša na neku od ovih linija može se promeniti njihova pozicija unutar centralnog grafika i na taj način odabrati neki drugi lateralni presek (lateralna raspodela intenziteta) odnosno spektar na različitim lateralnim pozicijama koji se prikazuju na grafiku sa strane i ispod centralnog grafika.

4.2.1. Postupak obrade

Dijagram toka obrade prikazan je na slici 4.6. Glavni koraci u ovom postupku su:

i) Unos spektralnih snimaka snimljenih bez i sa zadnjim ogledalom, zatim korekcija intenziteta prema krivoj osetljivosti optičkog i detekcionog sistema i odsecanje dela spektralnog snimka koji ne nosi informaciju.

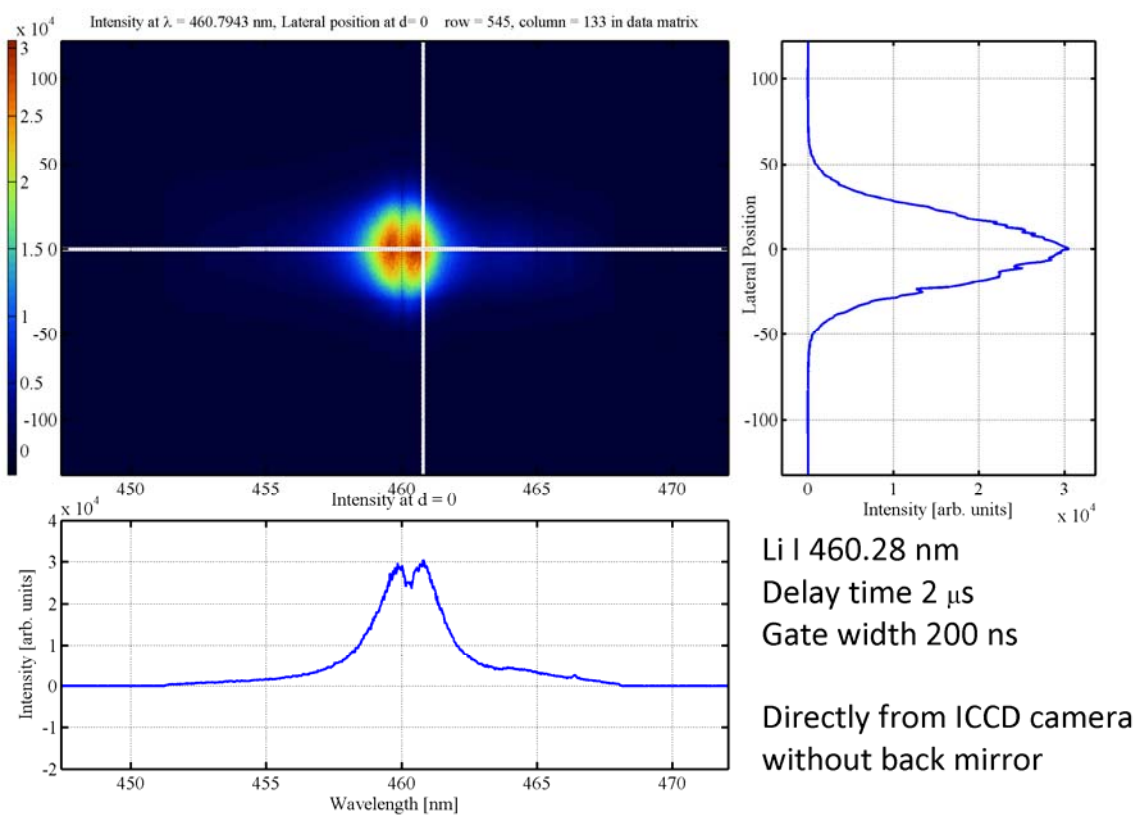
ii) Uklanjanje šuma tzv. „glačanjem“ (eng. smoothing). U ovom delu treba prvo definisati filter koji može biti različit za snimak bez ili sa zadnjim ogledalom kao i različit u pravcu „glačanja“ po osi talasnih dužina ili po lateralnoj osi.

iii) Prethodna obrada spektralnih snimaka je bitna radi korekcije na prisustvo samoapsorpcije. Ukoliko je prisustvo samoapsorpcije malo, tj. optička debljina linije manja od jedinice, spektralni snimak se može korigovati (videti poglavlje 2.4.). U

suprotnom, ako je optička debljina veća od jedinice, obrađeni snimci se čuvaju i postupak obrade je završen.

iv) Nad spektralnim snimkom na kome je utvrđeno da nema prisustva samoapsorpcije spektralne linije ili je ona korigovana, vrši se inverzna Abel-ova transformacija kako bi se dobila radijalna zavisnost spektralnog zračenja.

Gore objašnjeni postupak obrade pretvoren je u kompjuterski program napisan u Matlab okruženju. Slika 4.7. prikazuje prozor ovog programa.

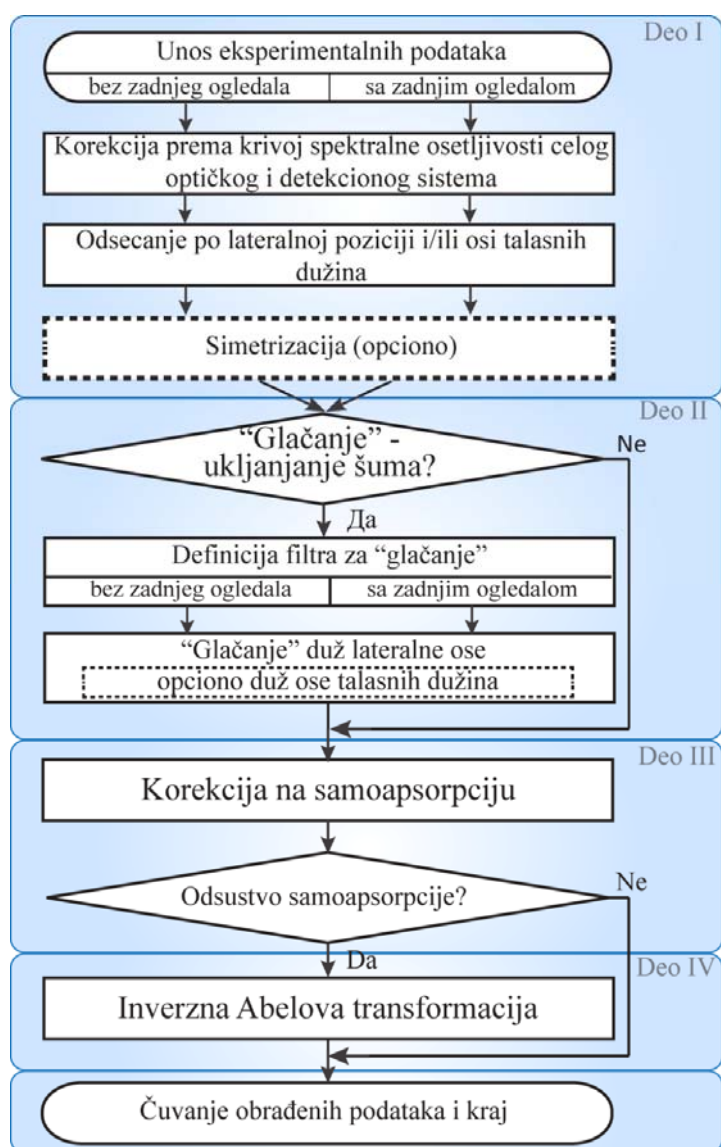


Slika 4.5. Primer grafičkog prikaza spektralnog snimka atomske linije litijuma na talasnoj dužini 460.28 nm sa zabranjenom komponentom

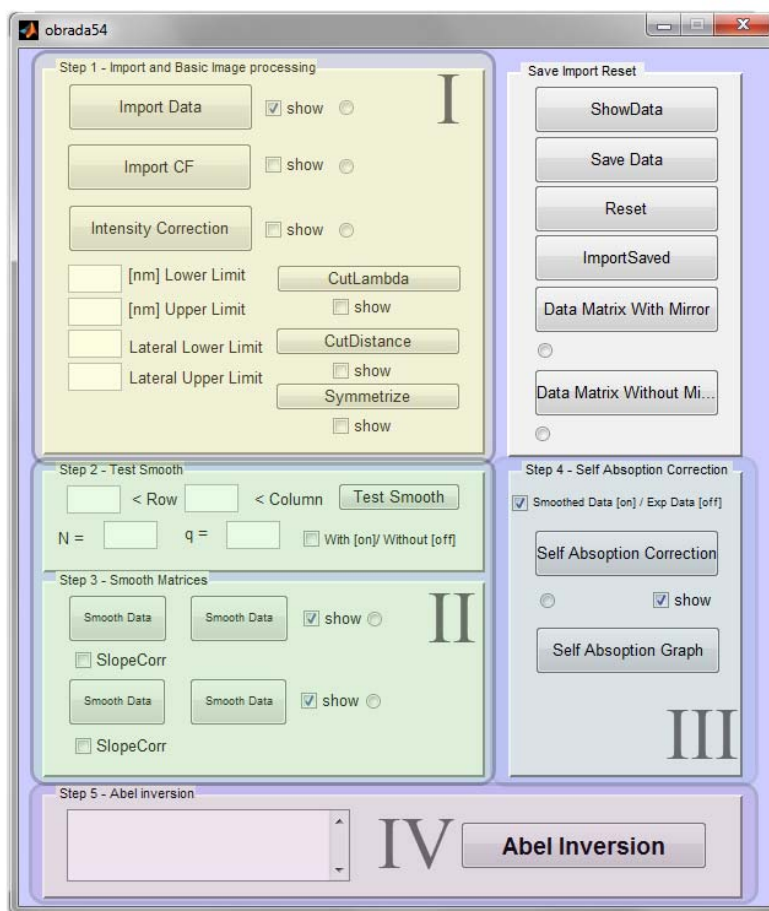
I deo: Osnovna obrada spektralnog snimka

U okviru ovog dela vrši se unos spektralnih snimaka snimljenih sa i bez zadnjeg ogledala koji su zapamćeni u ASCII formatu. Prvo se unosi snimak snimljen bez

zadnjeg ogledala. Ukoliko je prilikom unosa prvo polje matrice sa indeksima (1,1) različito od nule, to znači da još nije formiran prvi red koji označava lateralne pozicije. Kako bi se formirao vektor lateralnih položaja, program traži maksimalnu vrednost intenziteta unutar matrice a zatim na osnovu položaja maksimalne vrednosti i_{max} izdvaja lateralnu raspodelu sa maksimalnim intenzitetima. Na osnovu ove raspodele traži se osa simetrije koja se proglašava za centar lateralnih pozicija (slika 4.8). Postupak određivanja ose simetrije izveden je tako što se traži pozicija centra na polovini i četvrtini maksimuma, a zatim se za vrednost centra uzima srednja vrednost ove dve pozicije.



Slika 4.6. Dijagram toka obrade.



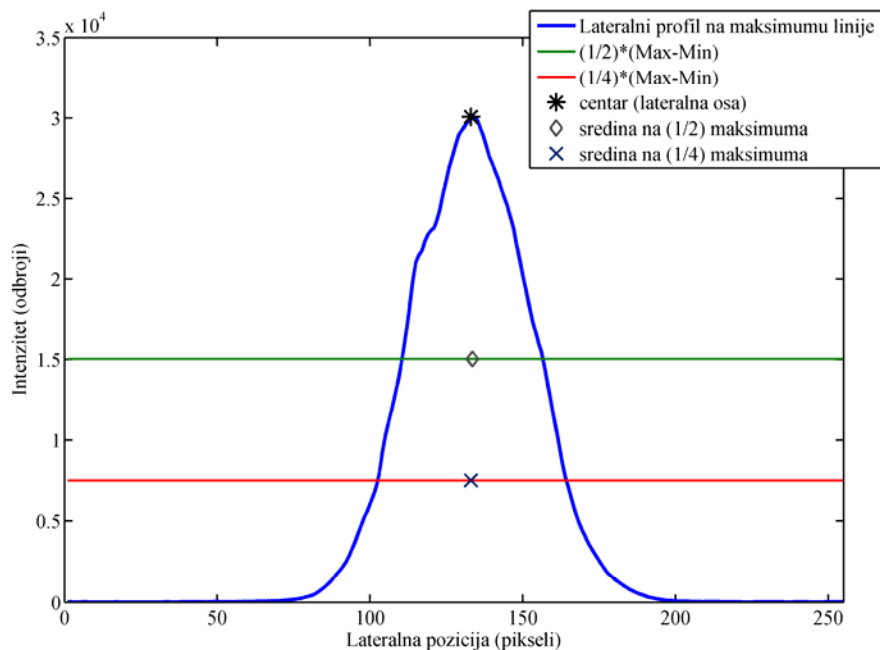
Slika 4.7. Glavni prozor programa obrade spektralnih snimaka sa označenim koracima.

Nakon ovoga vrši se prikaz spektralnog snimka, slika 4.5.

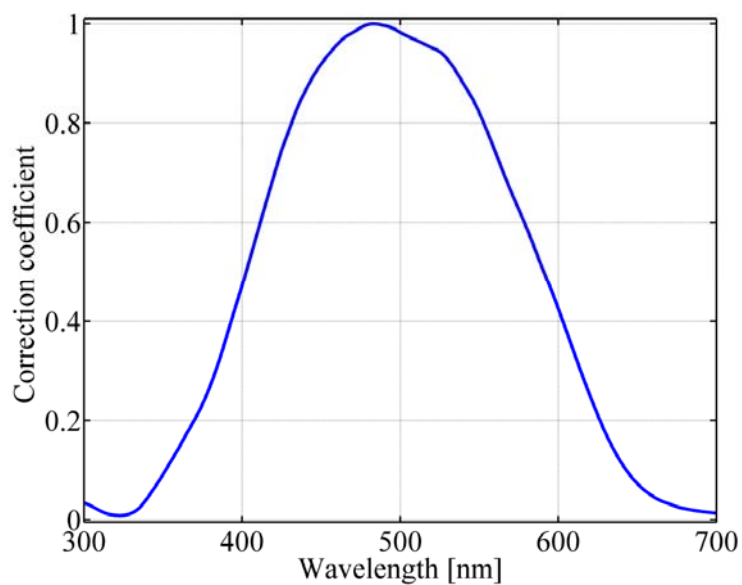
Sledeći korak je unos spektralne krive osetljivosti za optičku rešetku kojom je zabeležen spektralni snimak (slika 3.13 i slika 4.9). Spektralni snimak se zatim koriguje prema ovoj krivoj.

U sledećem koraku treba izdvojiti deo spektralnog snimka na kome se nalazi korisna informacija tj. raspodela spektralne linije a ukloniti deo koji ne nosi informaciju. Upisivanjem u polja „Lower limit“ i „Upper Limit“ izdvaja se deo spektralnog snimka po talasnoj dužini. Granice odsecanja koje se upisuju u ova polja treba da budu takve da oko centra spektralne linije, po osi talasnih dužina ostane oko 5 poluširina linije sa leve i desne strane, tj. na plavom i crvenom krilu. Kako je određen lateralni centar, tj. osa plazme, u sledećim poljima treba upisati granice lateralnog

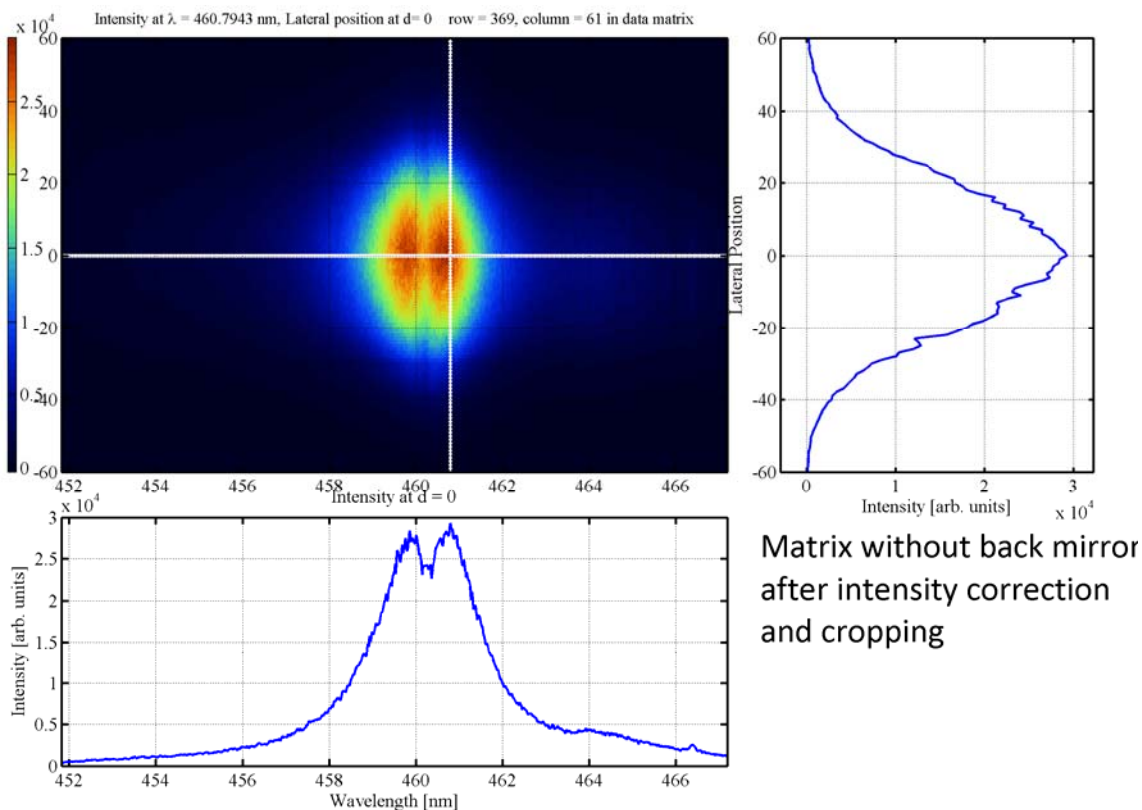
odsecanja, koje imaju istu apsolutnu vrednost ali se razlikuju po znaku. Primer ovog dela obrade dat je na slici 4.10.



Slika 4.8. Ilustracija postupka određivanja centra lateralnih pozicija – ose simetrije.



Slika 4.9. Spektralna kriva osetljivosti detekcionog sistema (koji obuhvata: sočivo S3, spektrometar, ICCD kamera, videti sliku eksperimentalne postavke 3.1.)



Slika 4.10. Grafički prikaz spektralnog snimka nakon korekcije po intenzitetu i nakon odsecanja.

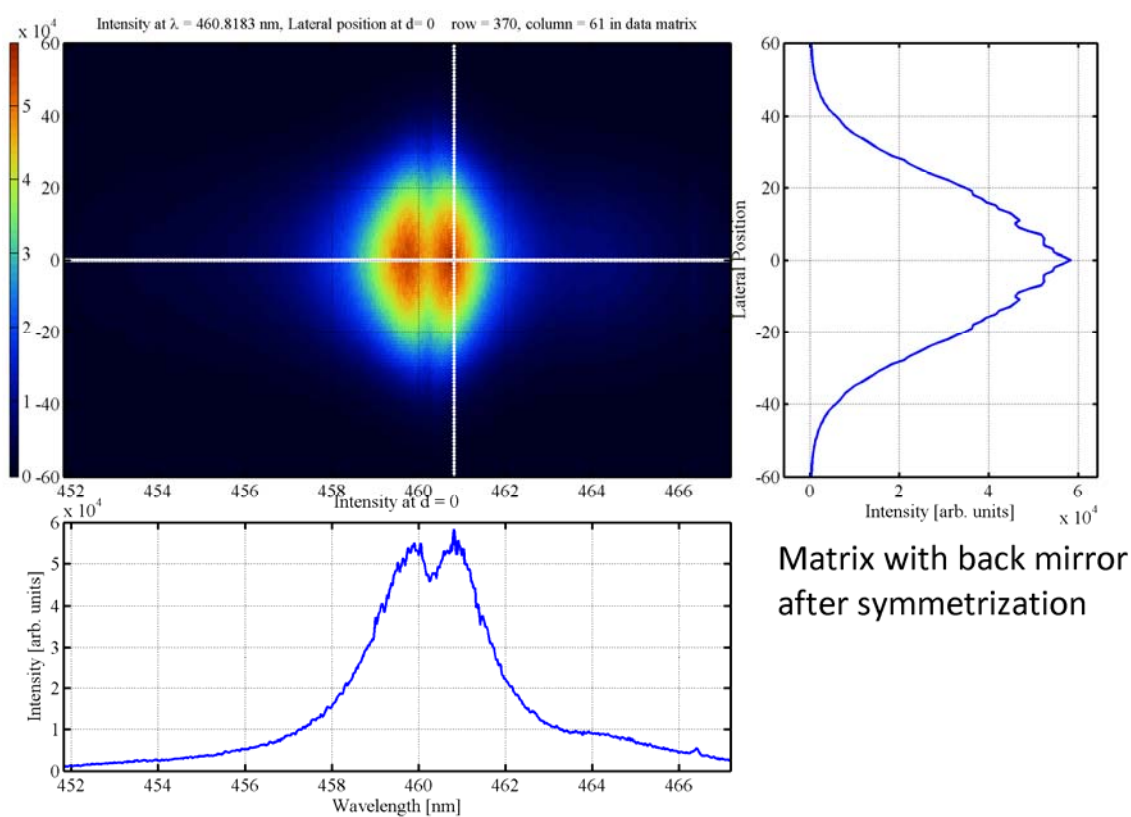
Poslednji korak u ovom delu obrade je simetrizacija u odnosu na lateralnu osu, lateralni centar. Ovaj korak je opcioni. Simetrizacija se vrši tako što se delovi slike u odnosu na lateralnu osu (gornji i donji deo slike na grafičkom prikazu) usrednjavaju – gornja polovina sabere se sa donjom a zatim se suma podeli sa dva. Na ovaj način se obezbeđuje simetrija u odnosu na lateralnu osu što je uslov za primenu Abel-ove inverzije. Grafički prikaz spektralnog snimka posle simetrizacije dat je na slici 4.11.

Ovako obrađen spektralni snimak bez zadnjeg ogledala se zapamti privremeno klikom na dugme „Data Matrix Without Mirror“. Ceo opisani postupak u prvom delu obrade ponavlja se za spektralni snimak snimljen sa zadnjim ogledalom.

II deo Uklanjanje šuma „glačanjem“

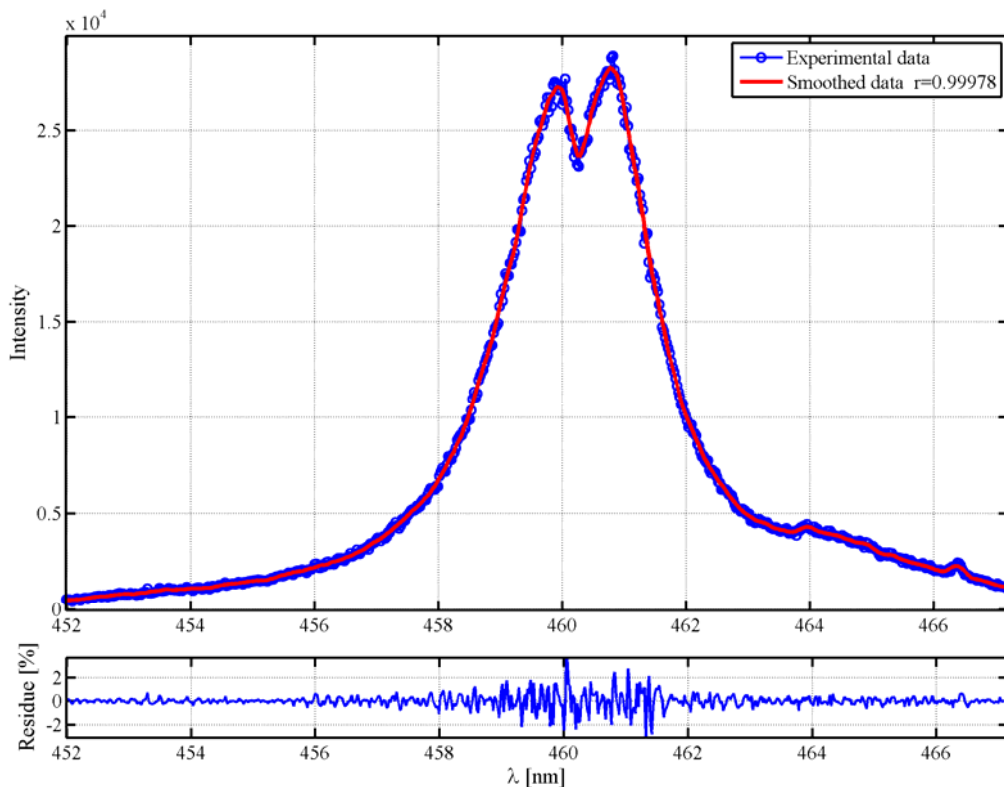
Uklanjanje šuma je važan korak zbog dalje obrade spektralnih snimaka, pre svega zbog korekcije na samoapsorciju. Kako se u izrazima za samoapsorciju javlja

operacija deljenja, čak i slab intenzitet šuma se veoma pojačava u krajnjem rezultatu. Uklanjanje šuma izvedeno je upotrebom metode „glačanja“ koristeći Savitzky–Golay filter [100]. Ovaj filter je izabran za upotrebu jer se pažljivim odabirom parametara filtra uklanja šum, dok se pri tom čuva oblik spektralne linije i raspodele lateralnog intenziteta, tj. ne unosi se dodatno širenje spektralne linije koje bi moglo na kraju da utiče na određivanje poluširine linije i elektronske koncentracije. Filter se definiše preko dva parametra: N - brojem tačaka nad kojima se vrši „glačanje“ i q - stepenom polinoma koji se „provlači“ kroz ove tačke.



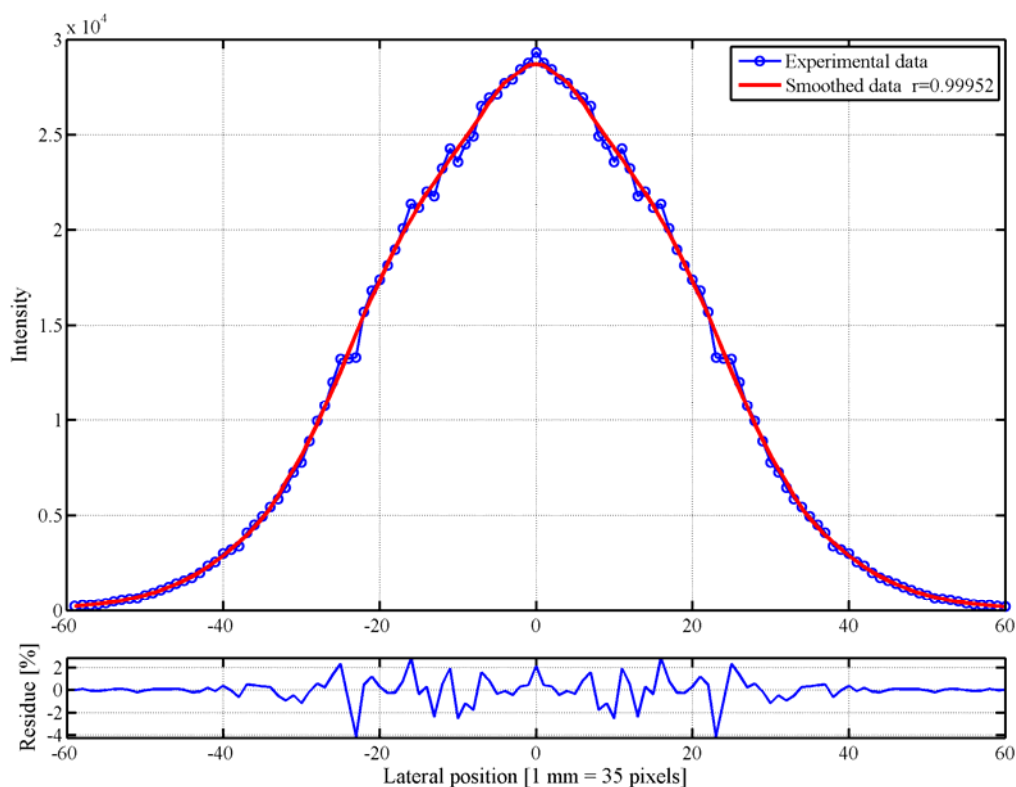
Slika 4.11. Grafički prikaz spektralnog snimka posle simetrizacije.

Upisivanjem rednog broja kolone i reda u matrici podataka u polja „Column“ i „Row“, vrši se izbor oblika spektralne linije na određenoj lateralnoj poziciji i lateralna raspodela intenziteta na određenoj talasnoj dužini. Zatim se upisuju parametri filtra „N“ i „q“ i pritiskom na dugme „Test Smooth“ proverava se kako filter utiče na oblik spektralne linije i raspodele intenziteta, slika 4.12 i 4.13.



Slika 4.12. Primer „glačanja“ oblika spektralne linije. Upoređivanjem sa originalnim vrednostima, ostatak je u granici $\pm 5\%$ od maksimalnog intenziteta, te se može zaključiti da „glačanje“ ne menja oblik spektralne linije, tj. ne unosi dodatno širenje. Na slici je prikazan spektar sa centra lateralne ose ($d = 0$). Parametri upotrebljenog filtra su $N = 20$, $q = 4$.

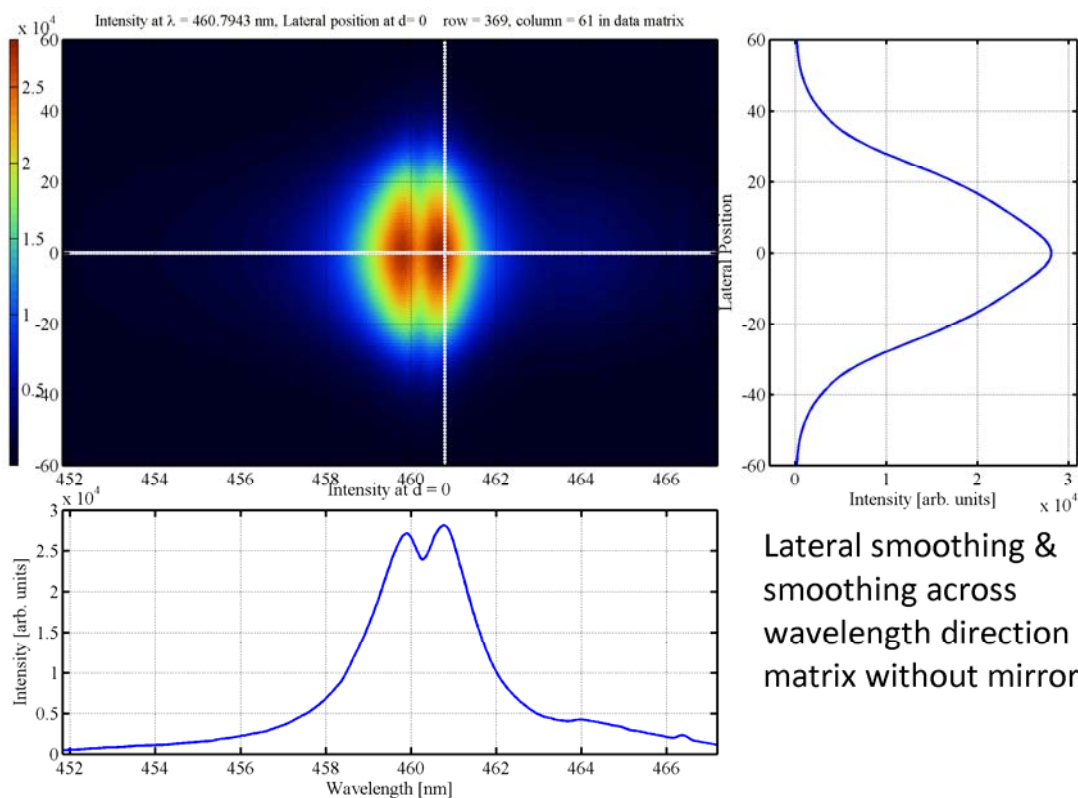
Ukoliko su parametri filtra i sam rezultat filtriranja zadovoljavajući na različitim pozicijama duž ose talasnih dužina i lateralne ose, pritiskom na donje levo dugme u okviru sekcije „Step 3 – Smooth Matrices“ vrši se „glačanje“ po lateralnoj osi spektralnog snimka bez zadnjeg ogledala. Pritiskom na donje desno dugme u okviru iste sekcije vrši se „glačanje“ po osi talasnih dužina spektralnog snimka bez zadnjeg ogledala koji je već prošao proces filtriranja po lateralnoj osi. „Čekiranjem“ polja „With [on]/Without [off]“, za spektralni snimak snimljen sa zadnjim ogledalom mogu se odabrati iste ili malo drugačije vrednosti filtra, proveriti rezultat na različitim pozicijama i na sličan način uraditi „glačanje“ po lateralnoj osi a zatim po osi talasnih dužina, pritiskom na gornja dva dugmeta. Rezultat glačanja snimka bez zadnjeg ogledala i sa zadnjim ogledalom dat je na slikama 4.14. i 4.15.



Slika 4.13. Primer „glačanja“ oblika lateralne raspodele intenziteta. Upoređivanjem sa originalnim vrednostima, ostatak je u granici $\pm 5\%$ od maksimalnog intenziteta, te se može zaključiti da „glačanje“ ne menja oblik lateralne raspodele. Na slici je prikazana lateralna raspodela intenziteta sa centra spektralne linije, $\lambda = 460.28$ nm. Parametri upotrebljenog filtra su $N = 20$, $q = 4$.

III deo: Korekcija na prisustvo samoapsorpcije

Teorijska osnova korekcije na samoapsorpciju data je u poglavlju 2. Ulazni parametri za ovaj deo procedure su odnosi intenziteta zračenja kontinuuma $R^c(d)$ na različitim lateralnim pozicijama d i odnosi intenziteta zračenja spektralnog profila $R_\lambda(d)$ snimljeni sa i bez zadnjeg ogledala. Odnosi su izračunati za svaku lateralnu poziciju posebno. Korekcionni faktor $K_\lambda(d)$ takođe je izračunat za svaku lateralnu poziciju posebno na osnovu $R^c(d)$ i $R_\lambda(d)$.



Lateral smoothing & smoothing across wavelength direction matrix without mirror

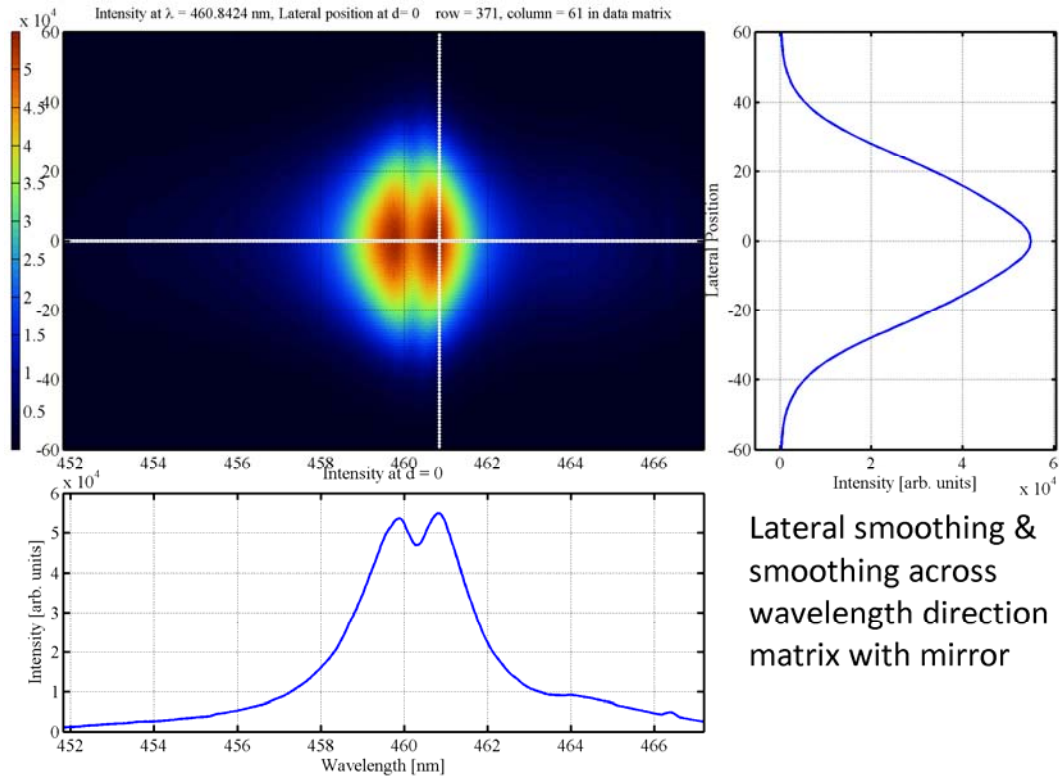
Slika 4.14. Rezultat „glačanja“ spektralnog snimka bez zadnjeg ogledala, posle glačanja po lateralnoj osi i osi talasnih dužina. Parametri filtra po obe ose: $N = 20$, $q = 4$.

Odnos intenziteta zračenja kontinuuma je izračunat na sledeći način: za svaku kolonu matrice podataka (spektralnog snimka, videti format podataka) snimljenih sa i bez zadnjeg ogledala, vrednosti intenziteta na dalekim krilima linije su usrednjeni i ta srednja vrednost je uzeta kao intenzitet zračenja kontinuuma. Za daleka krila linije smatraju se vrednosti koje su udaljene od centra linije 3-5 poluširina linije. Sledeći korak je izračunavanje odnosa intenziteta linije na različitim lateralnim pozicijama $R_\lambda(d)$. Koristeći ove vrednosti i jednačinu (4.1), korekcionni faktor je određen.

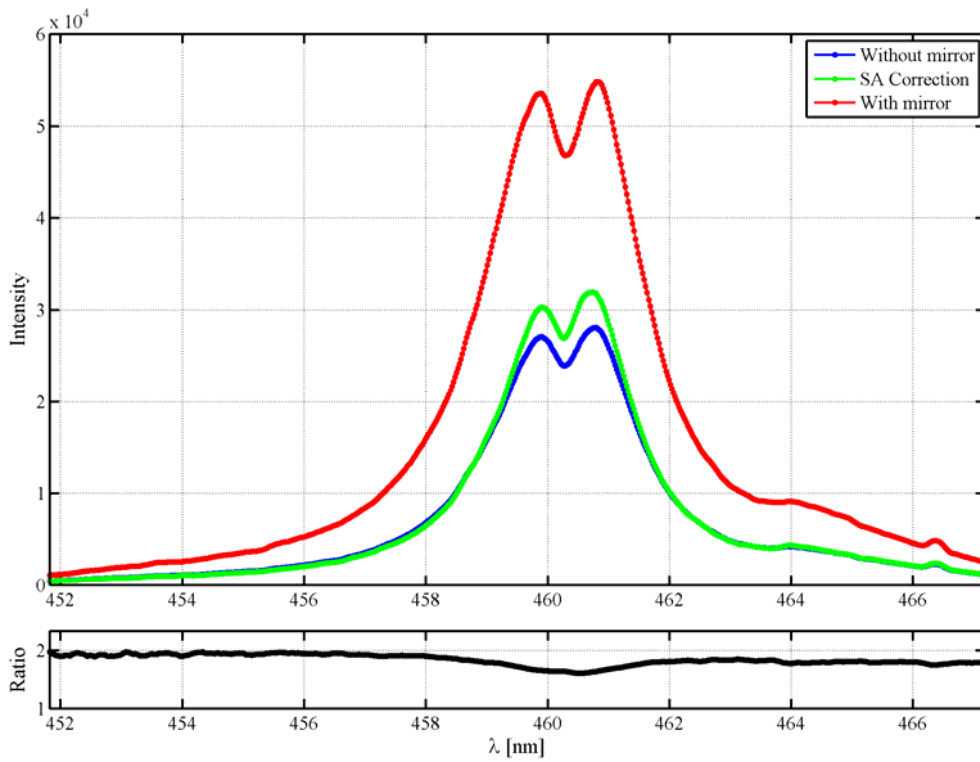
$$K_\lambda = \frac{\ln\left(\frac{R^c - 1}{R_\lambda - 1}\right)}{1 - \frac{R_\lambda - 1}{R^c - 1}} \quad (4.1)$$

Optička debljina, $k_\lambda l(d)$, takođe je izračunata za različite lateralne pozicije. Ukoliko je optička debljina bila manja od 1, spektralni profili su rekonstruisani do optički tankog slučaja. U suprotnom ukoliko se vrednost optičke debljine približavala jedinici,

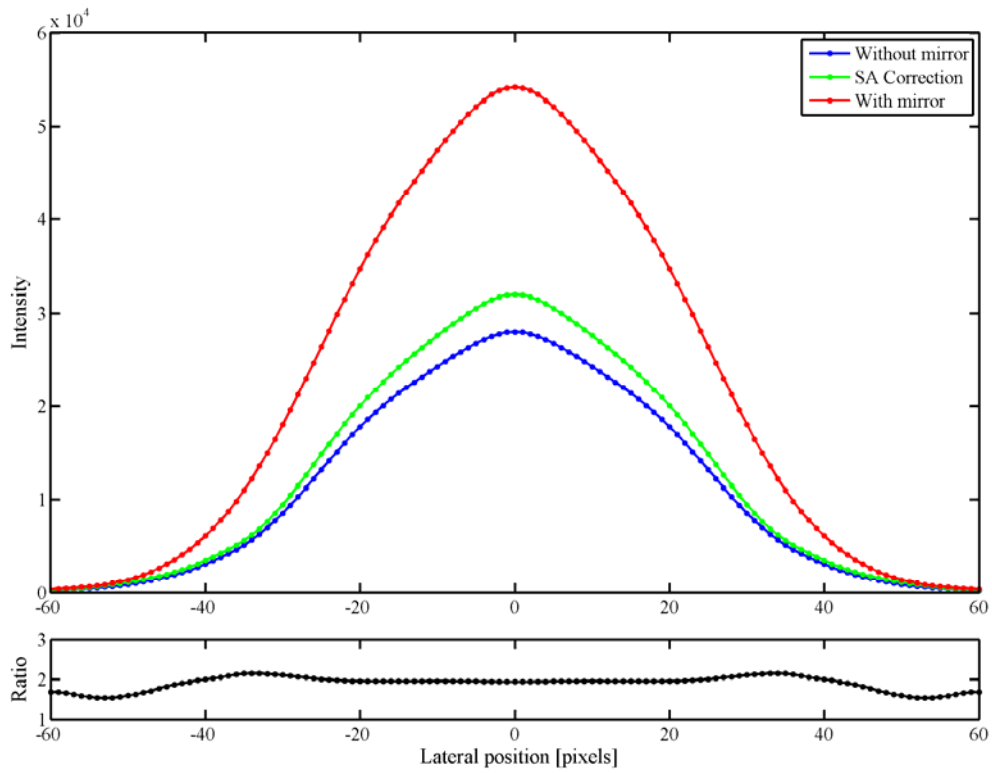
spektralni profili sa ovom vrednošću optičke debljine nisu uzimani u dalju proceduru. Primer korekcije na samoapsorpciju za spektralne profile koji potiču iz centra plazme, tj. sa ose plazme (centar matrice) su dati na slici 4.16, dok je na slici 4.17 prikazan primer korekcije lateralnog profila na maksimumu linije.



Slika 4.15. Rezultat „glačanja“ spektralnog snimka sa zadnjim ogledalom, posle glačanja po lateralnoj osi i osi talasnih dužina. Parametri filtra po obe ose: $N = 20$, $q = 4$.



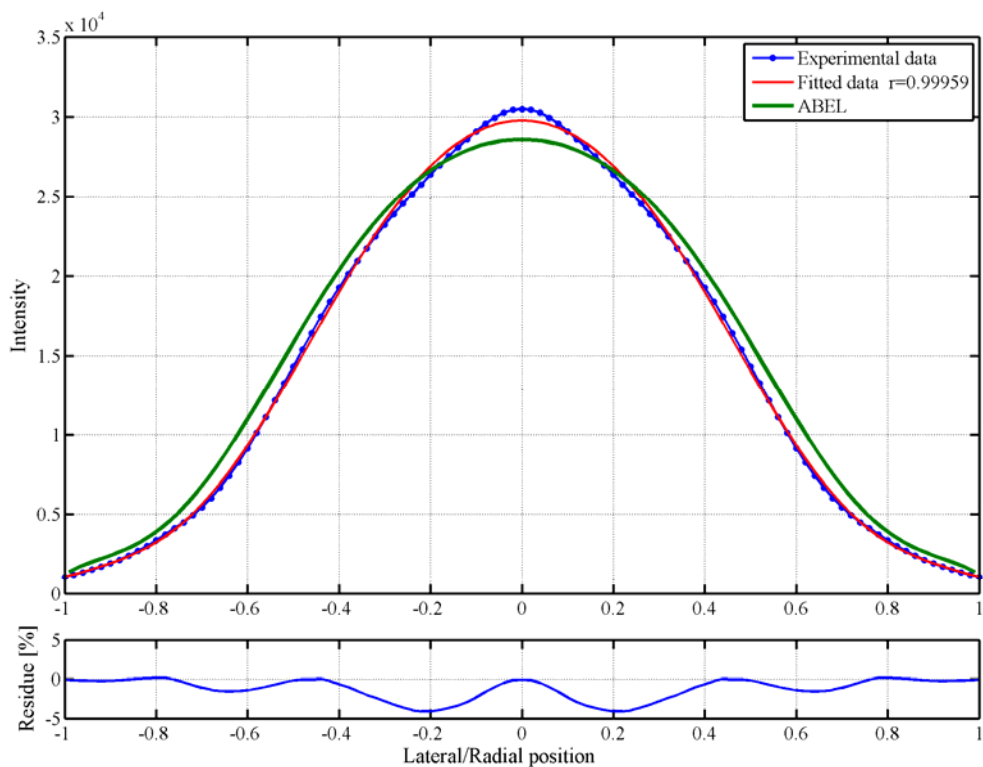
Slika 4.16. Primer korekcije na samoapsorpciju za profil linije iz centra plazme.



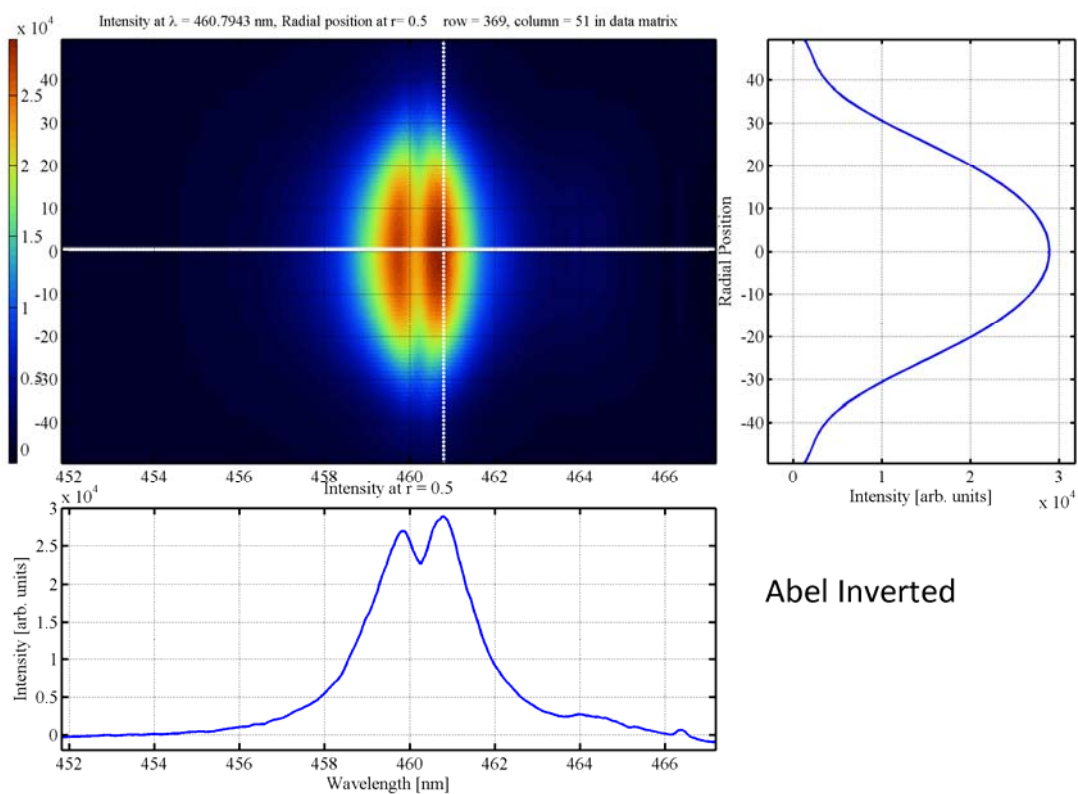
Slika 4.17. Primer korekcije na samoapsorpciju za lateralni profil sa maksimuma linije.

IV deo: Abel-ova inverzija

Krajnji korak obrade je inverzna Abel-ova transformacija. Nad spektralnim snimcima koji su provereni i po potrebi korigovani na prisustvo samoapsorpcije izvršena je inverzna Abel-ova transformacija (Abel-ova inverzija). Abel-ova inverzija se izvršava u dva koraka. U prvog koraku raspodela lateralnih intenziteta se fituje sa Jacobi-jevim ortogonalnim polinomom odgovarajućeg stepena kako bi se utvrdio pogodan oblik polinoma [96]. Na ovaj način eksperimentalna raspodela intenziteta se predstavlja analitičkom krivom tj. izrazom koji je pogodan za primenu u izrazu za Abel-ovu inverziju. Pogodnost ove tehnike je mogućnost testiranja i izbora najboljeg tipa i reda Jacobi-jevog polinoma koji opisuje eksperimentalnu lateralnu raspodelu. Izbor polinoma i stepena polinoma zavisi od ukupnog obilka eksperimentalne lateralne raspodele. Kada se izabere optimalna analitička kriva koja se poklapa sa eksperimentalnom lateralnom raspodelom, Abel-ov integral se lako rešava u sledećem koraku. Ova procedura se primenjuje na sve lateralne raspodele u matrici podataka i na taj način se dobija eksperimentalni snimak nad kojim je izvršena Abel-ova inverzija, koji je „abeliran“. Primer fitovanja lateralne raspodele dat je na slici 4.18, dok je primer „abeliranog“ spektralnog snimka dat na slici 4.19.



Slika 4.18. Primer fitovanja, tj. određivanja stepena i tipa Jacobi-jevog polinoma koji najbolje opisuje ekperimentalnu lateralnu raspodelu kao i primer izgleda nakon primene Abel-ove inverzije

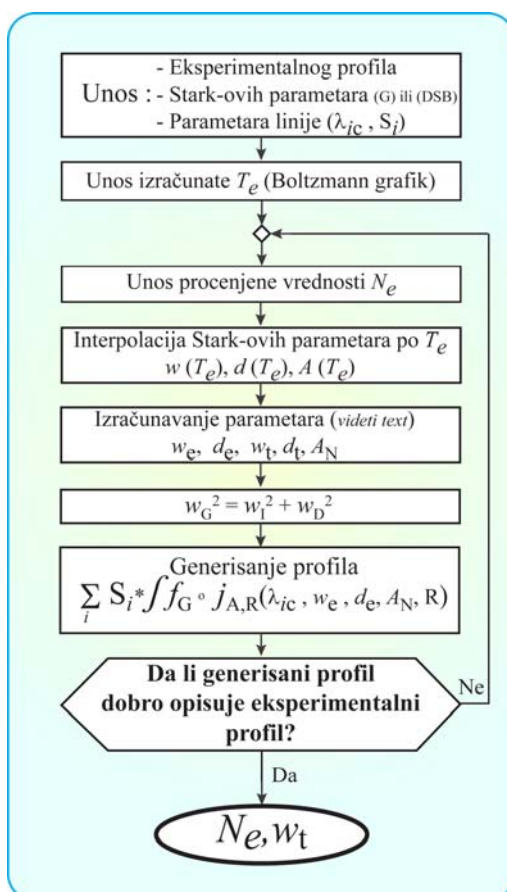


Slika 4.19. Primer „abeliranog“ spektralnog snimka.

4.3. Fitovanje atomskih linija

Nakon obrade spektralnog snimka, provere na prisustvo samoapsorpcije i Abel-ove inverzije, eksperimentalni profili su fitovani sa asimetričnim profilom i iz najboljeg preklapanja generisanog profila sa eksperimentalnim određeni su parametri linije (Stark-ova poluširina w_t) i/ili elektronske gustine. Procedura određivanja Stark-ove poluširine, određene iz eksperimentalnog profila linije data je na slici 4.20. Za opisivanje eksperimentalnih profila atomskih linija korišćen je asimetrični profil $J_{A,R}$ (videti poglavlje 2.3).

Dijagram toka određivanja Stark-ove poluširine na polovini maksimuma, w_t , atomske spektralne linije odnosno određivanje elektronske gustine prikazan je na slici 4.20. dok je prozor programa napisanog u Matlabu prikazan na slici 4.21.



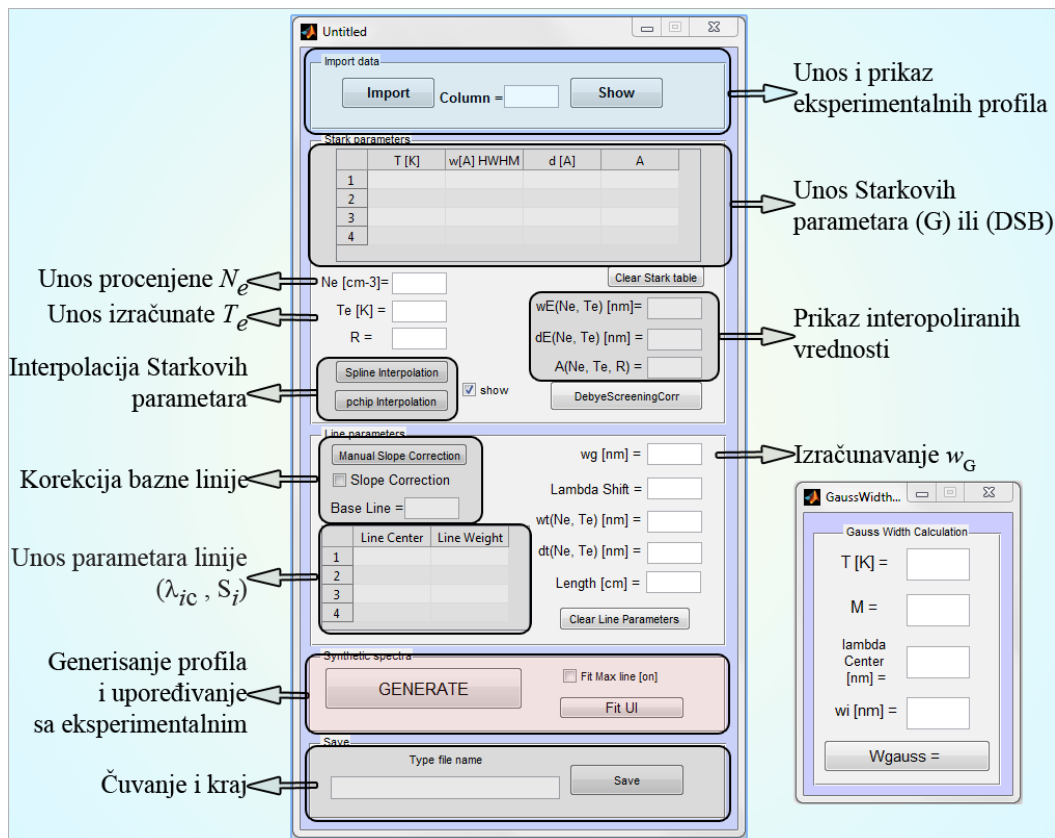
Slika 4.20. Dijagram toka određivanja w_t iz eksperimentalnih profila atomskih linija

Ulazni podaci za određivanje Stark-ove poluširine (odnosne elektronske gustine) su:

-Parametri Stark-ovog širenja, w^{tab} , d^{tab} , A^{tab} za spektralnu liniju od interesa dati u dodatku 4, Griem-ove knjige [55]- set podataka (G). Drugi veliki set podataka parametara Stark-ovog širenja je (DSB) od autora Dimitrijević, Sahal-Bréchet koji se može naći u [101].

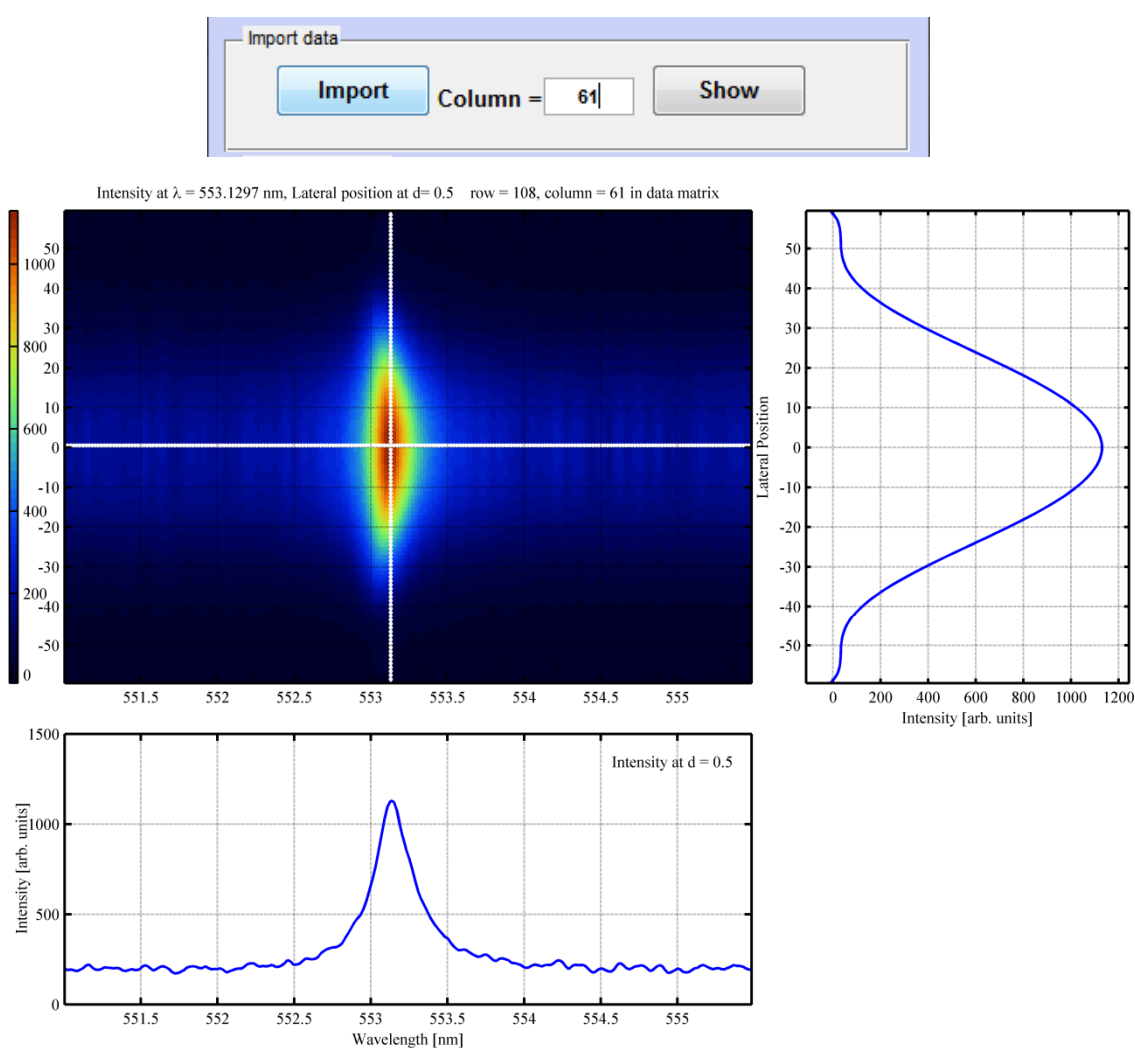
-Parametri linije: u slučaju singletne linije – talasna dužina centra neperturbovane spektralne linije, λ_c i $S = 1$; u slučaju linije koja je multiplet - λ_{ic} – talasna dužina centra i -te komponente unutar multiplleta, S_i jačina i -te komponente unutar multiplleta [53].

-Eksperimentalni profil linije na zadatoj radialnoj poziciji iz eksperimentalnog snimka koji je obrađen gore opisanom procedurom.



Slika 4.21. Izgled korisničkog prozora programa napisanog u Matlabu za fitovanje eksperimentalnih profila atomskih linija

Objašnjenje procedure fitovanja atomskih linija dato je na primeru spektralne linije Mg I 552.8 nm i ilustrovano slikama 4.22-4.27. Prvo se unosi matrica obrađenog spektralnog snimka i prikazuje u posebnom prozoru (slika 4.22.). Zatim se bira profil na nekoj od radijalnih pozicija. Sa grafika na slici 4.22. za željenu radijalnu poziciju pročita se redni broj kolone u matrici podataka i taj broj se upisuje u polje „Column“. Pritiskom na dugme „Show“, prikazuje se profil linije za zadata radijalnu poziciju – u ovom slučaju kolona 61 označava profil sa radijalne pozicije 0, odnosno profil sa ose plazme.



Slika 4.22. Unos prethodno obrađenog spektralnog snimka i izbor profila na određenoj radijalnoj poziciji

Sledeći korak je unos tabelarnih vrednosti Stark-ovih parametara za liniju od interesa, tj. za Mg I 552.8 nm. Izabran je G [55] set podataka. Stark-ovi parametri su prikazani u formi tabele – polu-poluširine, w , pomeraj d u jedinicama Å (0.1 nm) i parametar jonskog širenja A za $N_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ za različite temperature: 5000, 10000, 20000, 40000 K.

Stark parameters				
	T [K]	w[A] HWHM	d [A]	A
1	5000	0.2020	0.2340	0.0810
2	10000	0.2410	0.2400	0.0710
3	20000	0.2820	0.2230	0.0630
4	40000	0.3130	0.1880	0.0590

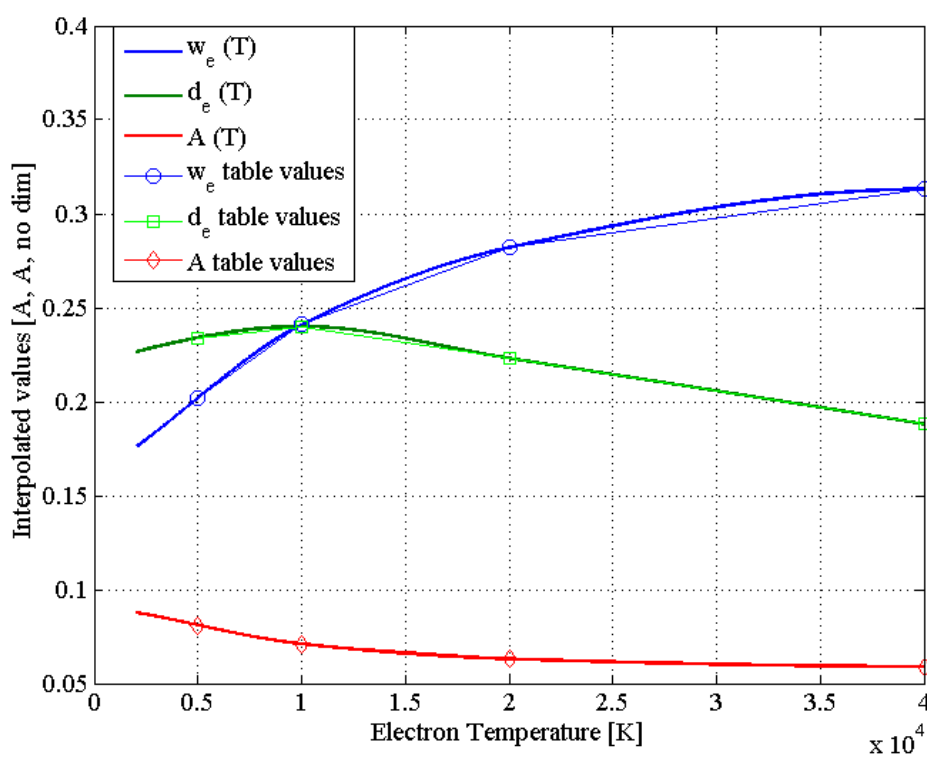
Slika 4.23. Unos Stark-ovih parametara za Mg I 552.8 nm – Griem-ov (G) set podataka

Zatim se unosi vrednost eksperimentalno određene temperature, T_e^{exp} (određene metodom Boltzmann-ove prave) i vrednost procenjene elektronske gustine $N_e^{\text{procenjeno}}$. Za ove vrednosti potrebno je izračunati vrednosti elektronske poluširine, w_e i pomeraja d_e u jedinicama nm. Prvo je potrebno interpolacijom tabelarnih vrednosti Stark-ovih parametara pronaći vrednosti $w_e(T_e^{\text{exp}})$, $d_e(T_e^{\text{exp}})$, $A(T_e^{\text{exp}})$. Ovo je prikazano na slici 4.24. Izračunavanje elektronske poluširine, pomeraja i parametra jonskog širenja za procenjenu vrednost koncentracije vrši se po formulama (4.2)

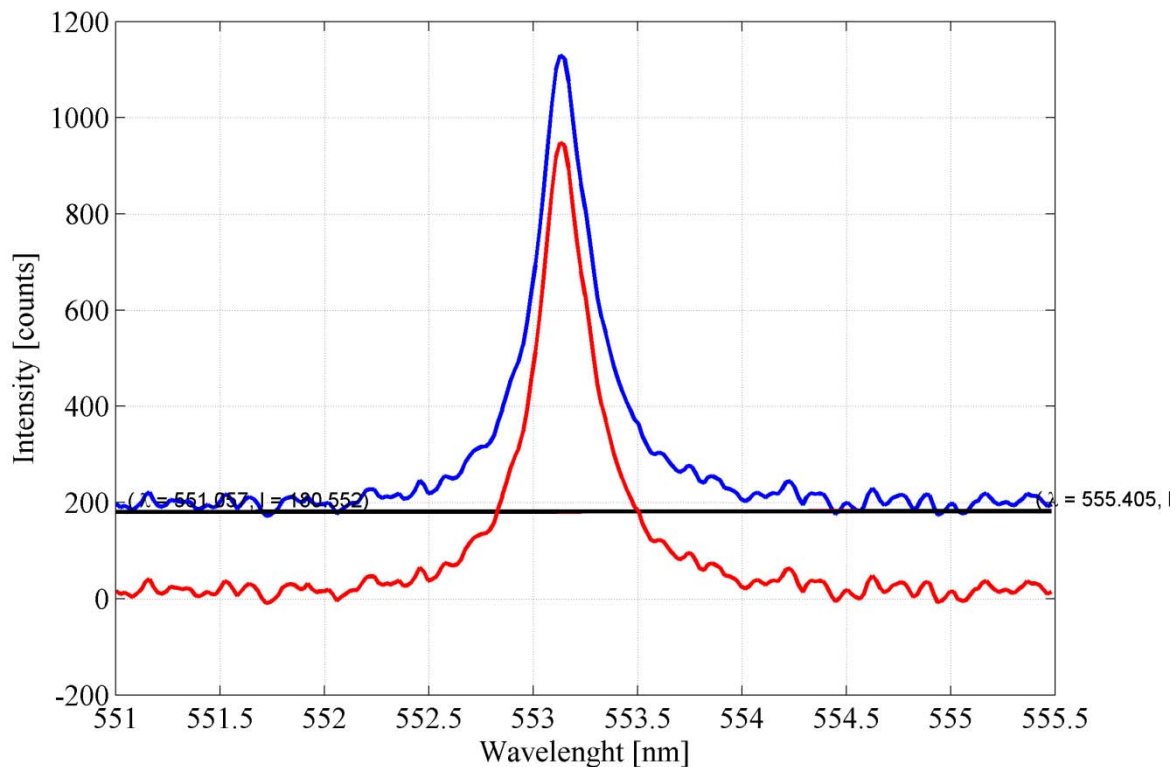
$$\begin{aligned}
 w_e(N_e^{\text{procenjeno}}, T_e^{\text{exp}}) &= 0.1 \cdot 2w_e(T_e^{\text{exp}}) \cdot 10^{-16} \cdot N_e^{\text{procenjeno}}, \\
 d_e(N_e^{\text{procenjeno}}, T_e^{\text{exp}}) &= 0.1 \cdot d_e(T_e^{\text{exp}}) \cdot 10^{-16} \cdot N_e^{\text{procenjeno}}, \\
 A_N(N_e^{\text{procenjeno}}, T_e^{\text{exp}}) &= A(T_e^{\text{exp}}) (N_e^{\text{procenjeno}})^{1/4} \cdot 10^{-4}
 \end{aligned}
 \tag{4.2}$$

Ukupna Stark-ova poluširina linije i pomeraj (elektronsko sudarno širenje + jonsko širenje) računaju se korišćenjem izraza (2.3.45.). Ove vrednosti upisuju se u odgovarajuća polja u prozoru programa.

Ne [cm-3]= Clear Stark table
 Te [K] = wE(Ne, Te) [nm]=
 R = dE(Ne, Te) [nm] =
A(Ne, Te, R) =
 show



Slika 4.24. Unos procenjene elektronske koncentracije i izračunate vrednosti elektronske temperature za radijalnu poziciju sa koje je izabran profil linije i interpolacija Stark-ovih parametara.



Slika 4.25. Korekcija bazne linije spektralnog profila

Sledeći korak je oduzimanje bazne linije od eksperimentalnog profila. Kako je opseg talasnih dužina eksperimentalnog profila dovoljno uzak (~ 5 nm), bazna linija može se aproksimirati linearnom zavisnošću. Klikom na dugme „Manual Slope Correction“ pojavljuje se novi prozor sa profilom linije, gde se klikom miša i povlačenjem linije definiše bazna linija koja se oduzima od eksperimentalnog profila – slika 4.25.

U sledećem koraku unose se parametri linije. Kako je Mg I 552.8 nm singletna linija, u tabelu na slici 4.26 upisuje se talasna dužina neperturbovanog centra linije u piku dok je statistička težina 1. Eksperimentalni profil linije je pored Stark-ovog efekta proširen i instrumentalnim i Doppler-ovom širenjem, pa ove efekte takođe treba uračunati. Instrumentalno i Doppler-ovo širenje može se opisati Gauss-ijanom čija je poluširina na polovini maksimuma kvadratni koren zbira kvadrata poluširina instrumentalnog i Doppler-ovog profila. Ovaj ukupni Gauss-ijan se konvoluiru sa generisanim profilom $j_{A,R}$ (videti poglavlje 2.3). Time se dobija generisani teorijski profil kojim se opisuje eksperimentalni. Generisani teorijski profil upoređuje se sa eksperimentalnim (slika 4.27).

Line parameters

Slope Correction

Base Line =

	Line Center	Line Weight
1	552.8405	1

wg [nm] =

Lambda Shift =

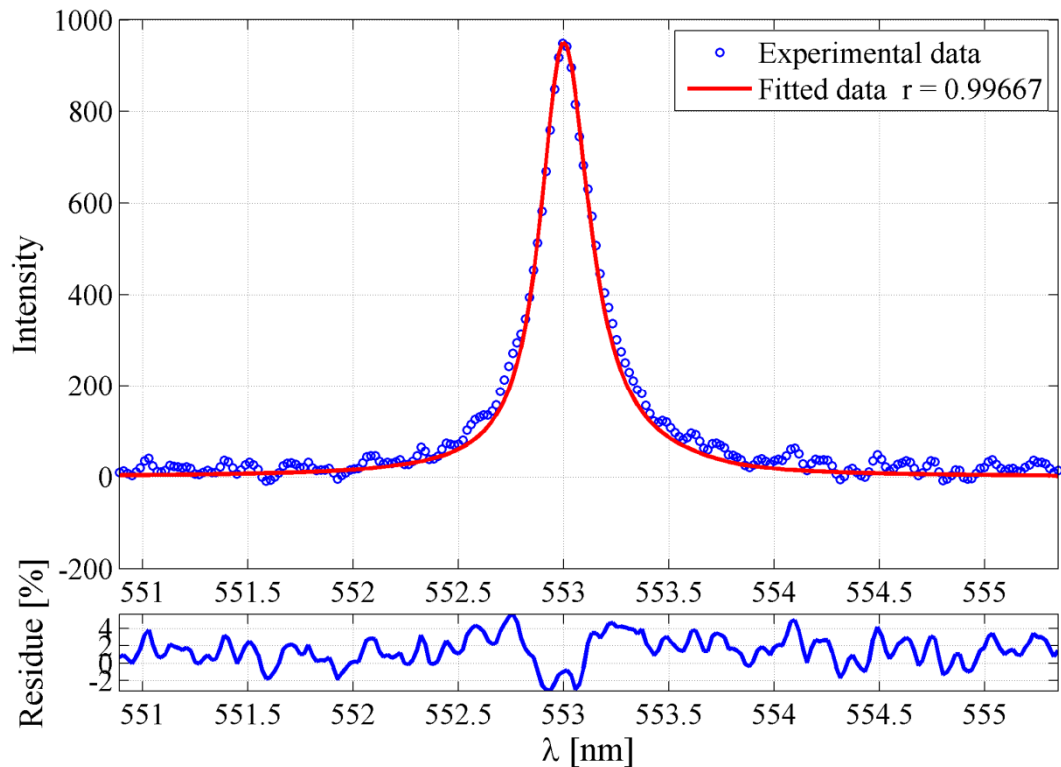
wt(Ne, Te) [nm] =

dt(Ne, Te) [nm] =

Length [cm] =

Slika 4.26. Unos parametara linije (centralne talasne dužine i težinskog faktora), izračunavanje Gauss-ovog udela u profilu (w_G) i unos korekcionog pomeraja po talasnim dužinama

Mera upoređivanja odnosno kvalitet opisivanja eksperimentalnog profila generisanim profilom, izražena je preko koeficijenta korelacije r i preko ostatka. Ostatak je razlika između eksperimentalnog i generisanog teorijskog profila podeljena sa maksimalnom vrednošću intenziteta eksperimentalnog profila i izražena u %. Za vrednosti koeficijenta korelacije koje su > 0.99 i za vrednosti ostatka u granicama $\pm 5\%$, smatra se da generisani teorijski profil dobro opisuje eksperimentalni profil. Ukoliko generisani profil dobro opisuje eksperimentalni – dobar kvalitet fita – odnosno zadovoljeni su gore pomenuti uslovi određena je Stark-ova poluširina w_t linije odnosno elektronska koncentracija $N_e^{\text{procenjeno}}$. U suprotnom upisuje se druga vrednost procenjene koncentracije, ponavljaju se gore opisani koraci, generiše se novi teorijski profil i ponovo se vrši upoređivanje. Ceo postupak se iterativno ponavlja sve dok se ne dođe do zadovoljavajućeg fita. Iako ovaj postupak deluje teško, u praksi uz korišćenje standardnog PC i uz nekoliko ponavljanja dolazi se do zadovoljavajućeg rezultata relativno brzo (u roku od nekoliko minuta).

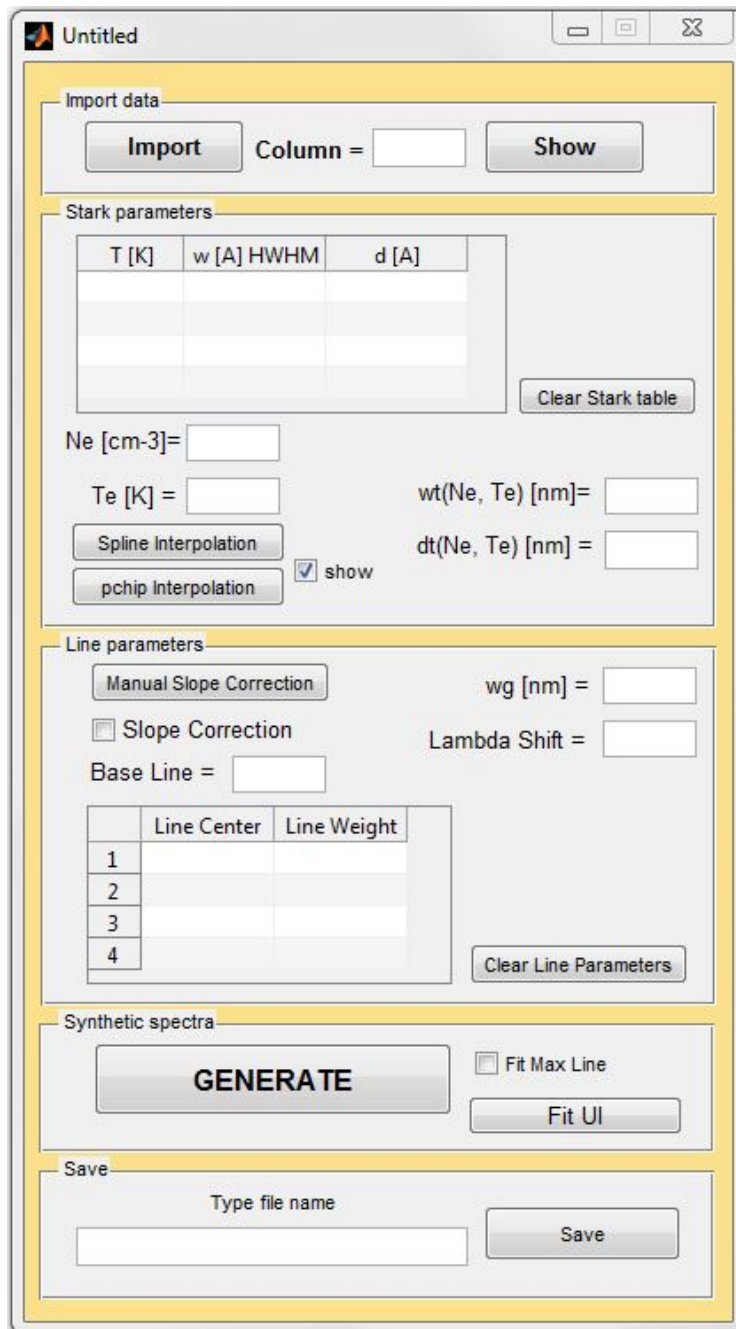


Slika 4.27. Generisanje profila i upoređivanja sa eksperimentalnim

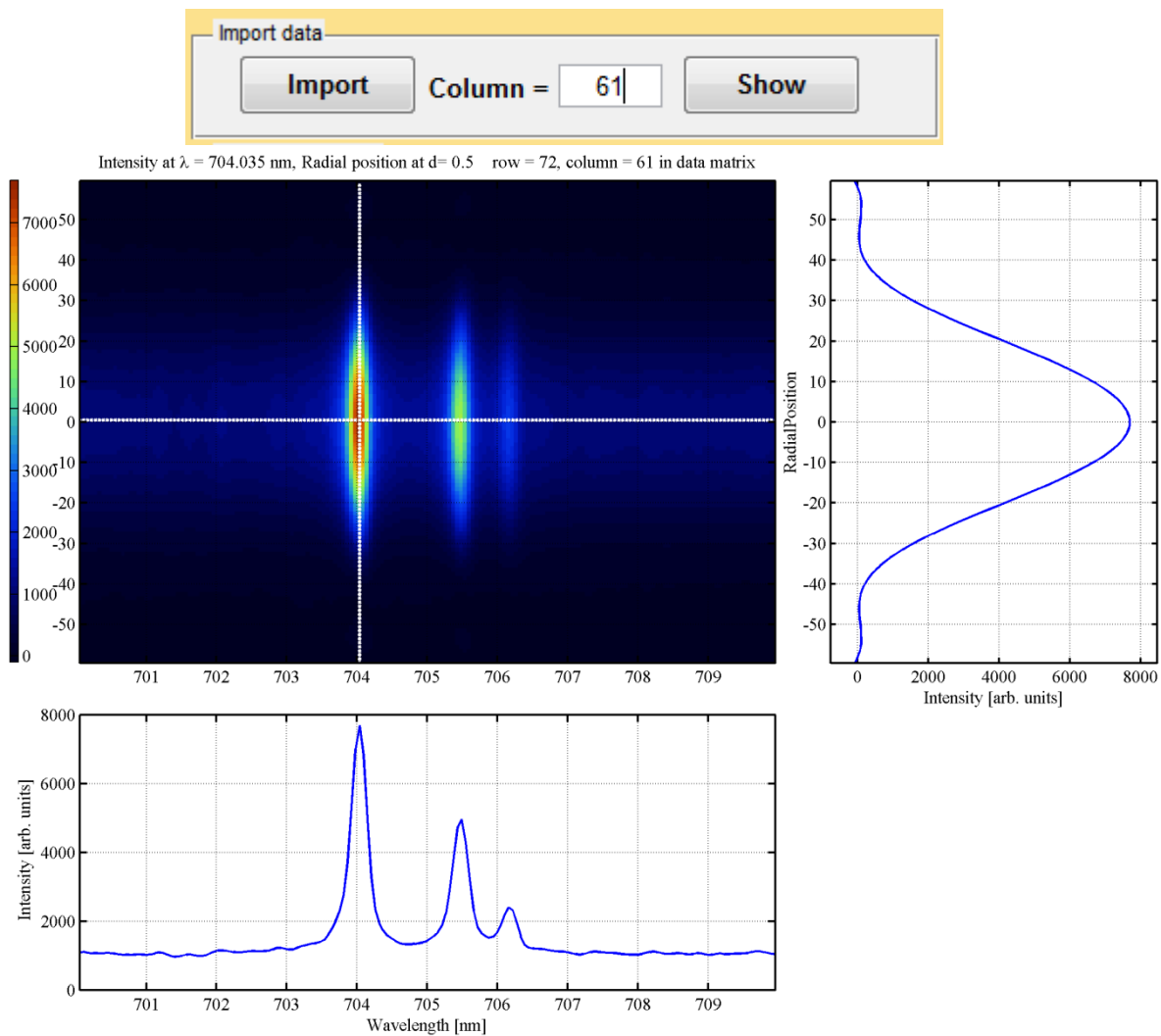
4.4. Fitovanje jonskih linija

Program za fitovanje jonskih linija veoma je sličan programu za fitovanje atomskih linija. Primer rada programa biće objašnjen na primeru spektralnog snimka multipleta Al II 704.9 nm, snimljenog na odstojanju 1.5 mm od površine mete na vremenskom kašnjenju od 2 μ s od početka laserskog zraka. Postupak je ilustrovan slikama 4.29 do 4.35.

Pri proračunu Stark-ovih poluširina i pomeraja koriste se izrazi 2.3.46. Izračunate vrednosti Stark-ove poluširine i pomeraja za procenjenu vrednost elektronske gustine i izračunatu vrednost temperature program upisuje u odgovarajuća polja u programskom prozoru (slika 4.28).



Slika 4.28. Izgled korisničkog prozora programa napisanog u Matlabu za fitovanje eksperimentalnih profila jonskih linija



Slika 4.29. Unos prethodno obrađenog spektralnog snimka i izbor profila na određenoj radijalnoj poziciji.

Stark parameters

T [K]	w [Å] HWHM	d [Å]
5000	1.0600	-0.9380
10000	0.8730	-0.7610
20000	0.7820	-0.6470
40000	0.7650	-0.5730

Clear Stark table

Slika 4.30. Unos tabelarnih Stark-ovih parametara za Al II 704.9 nm – Griem-ov (G) set podataka, dodatak V u [55]

Ne [cm-3]=

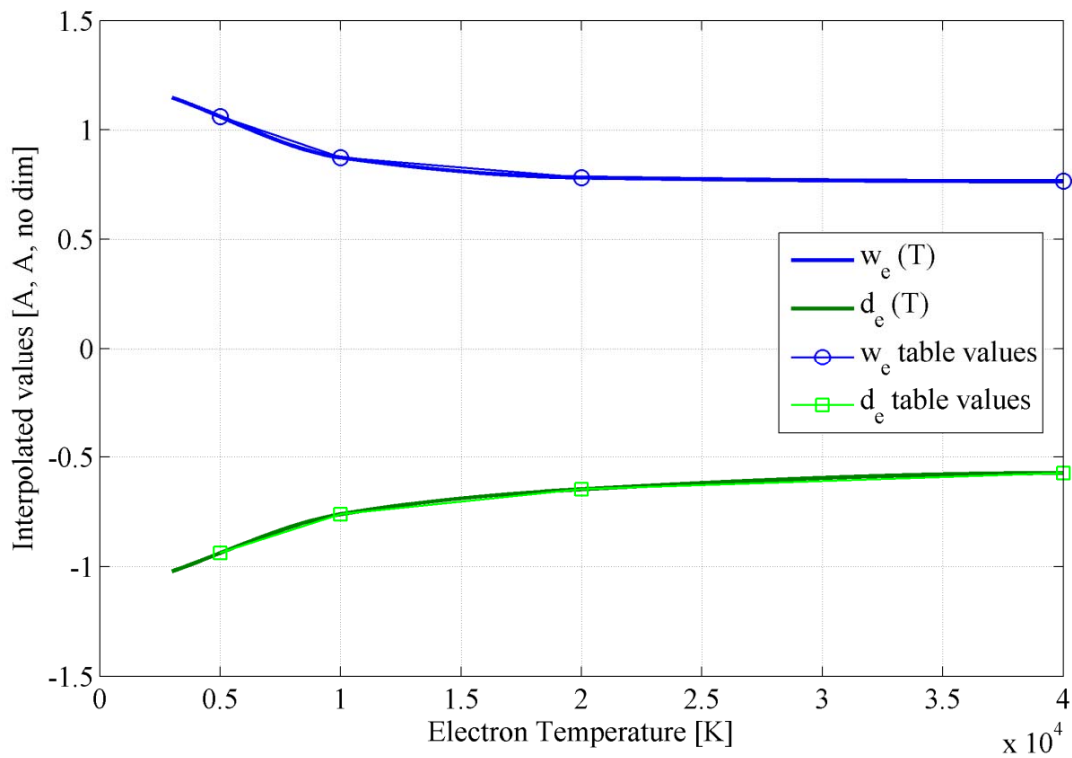
Te [K] =

Spline Interpolation

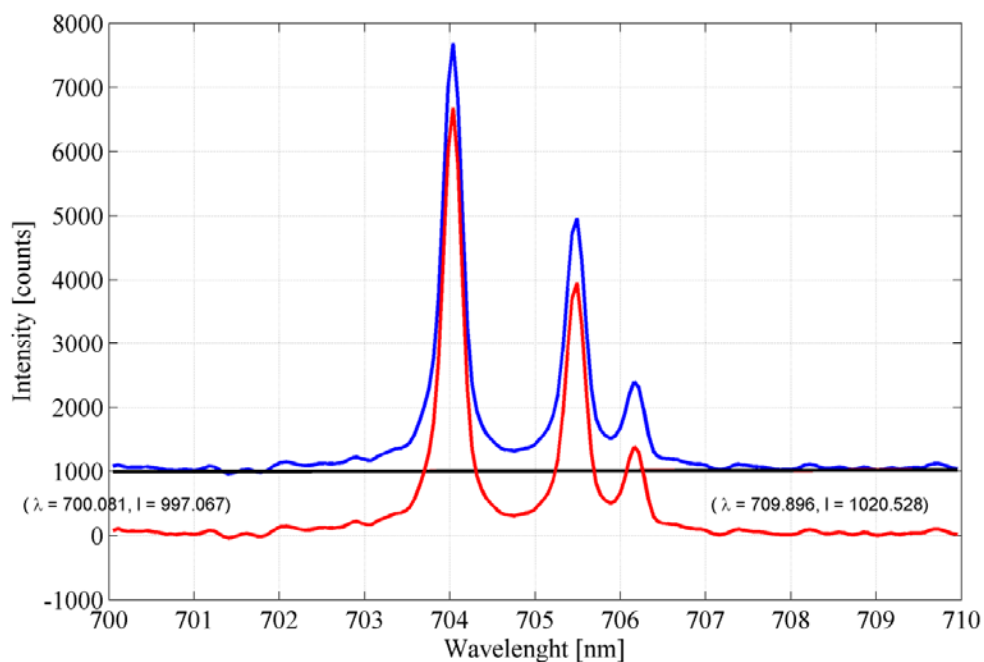
pchip Interpolation show

wt(Ne, Te) [nm]=

dt(Ne, Te) [nm] =



Slika 4.31. Unos procenjene elektronske koncentracije i izračunate vrednosti elektronske temperature za radijalnu poziciju sa koje je izabran profil linije i interpolacija Stark-ovih parametara.



Slika 4.32. Korekcija bazne linije jonskog spektralnog profila

Line parameters

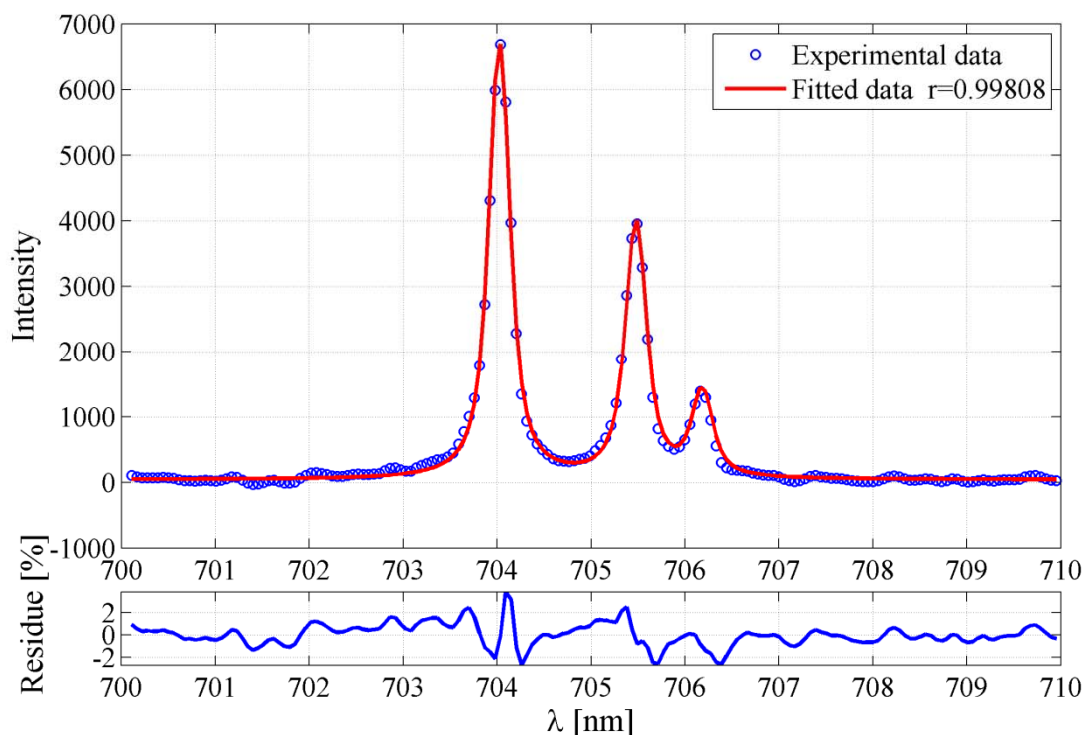
Manual Slope Correction wg [nm] = 0.093375

Slope Correction Lambda Shift = 0.1814

Base Line =

	Line Center	Line Weight
1	706.3640	10
2	705.6600	30
3	704.2060	51

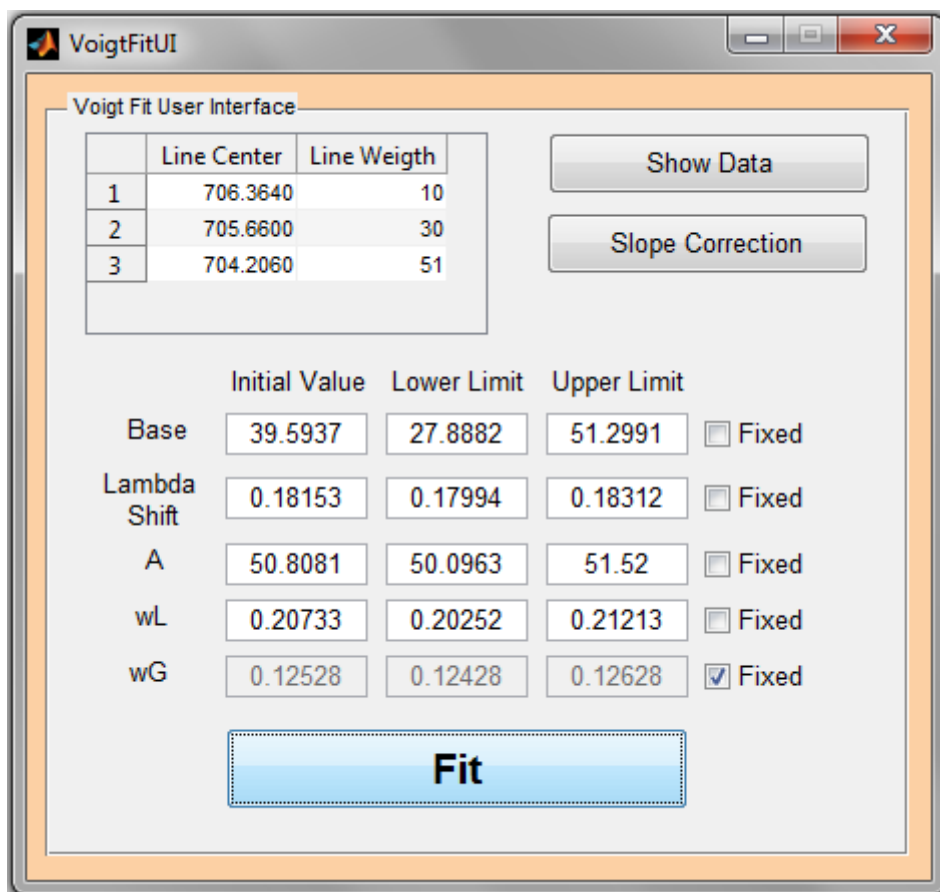
Slika 4.33. Unos parametara linije (centralne talasne dužine svake komponente multiplleta i odgovarajućeg statističke težine), izračunavanje Gauss-ovog udela u profilu i unos korekcionog pomeraja po talasnim dužinama.



Slika 4.34. Generisanje profila i upoređivanje sa eksperimentalnim

Profili jonskih linija mogu se opisati Voigt-ovom funkcijom. Gauss-ovim udelom Voigt-ove funkcije opisuje se instrumentalno i Doppler-ovo širenje a Lorentz-ovim udelom elektronsko sudarno Stark-ovo širenje spektralne linije. Jednostavniji način određivanja poluširine je automatsko fitovanje celokupnog profila model funkcijom. Model funkcija predstavlja zbir Voigt profila, gde svaki Voigt profil opisuje jednu komponentu unutar multipleta. To znači da je model funkcija zbir Voigt profila od kojih je svaki na talasnoj dužini odgovarajuće komponente unutar multipleta sa težinskim faktorom koji je jednak statističkoj težini komponente unutar multipleta. Predstavljanje profila ovakvom model funkcijom moguće je zbog toga što se pomeraji komponenti unutar multipleta usled Stark-ovog efekta ne razlikuju više od 5% [7]. Takođe Stark-ove poluširine svake komponente unutar multipleta se ne razlikuju više od 5% [7] te je stoga model funkcija zbir Voigt profila iste poluširine, različite talasne dužine centra linije i težinskih faktora. Klikom na dugme „Fit UI“ otvara se prozor prikazan na slici 4.35. gde se izabrani profil automatski fituje gore pomenutom model funkcijom. Pri tom se koristi već predefinisana funkcija Matlab programa. Granice promene parametara fitovanja su

prikazane na slici 4.35. Nakon uspešnog fita, ovaj deo programa izbacuje rezultat koji se prikazuje u novom grafičkom prozoru (slika 4.34) i postavlja vrednosti parametara za koje je najbolji fit dobijen. Na ovaj način dobijene su eksperimentalne vrednosti Stark-ove poluširine. Ukoliko je cilj dobijanje vrednosti elektronske koncentracije ona se može dobiti korišćenjem formula 2.3.46.



Slika 4.35. Korisnički prozor za fitovanje jonskog profila.

4.5. Fitovanje H_α linije

Za opisivanje eksperimentalnih profila H_α linije korišćeni su teorijski profili izračunati metodom kompjuterske simulacije - CS [84]. Teorijski profili izračunati su za različite sastave plazme koji se modeluju konceptom redukovane mase μ . Vrednosti parametra redukovane mase za koje su računati profili su $\mu = 0.5, 0.8, 0.9, 1, 1.25, 1.5, 1.75, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$. Za čistu vodoničnu plazmu u termodinamičkoj ravnoteži ($H-H^+$) $\mu = 0.5$. U slučaju laserski indukovane plazme na čvrstoj meti sastavljenoj od (Al_2O_3 900 mg: Li_2CO_3 400 mg: $MgCO_3$ 100 mg) gde je vodonik „nečistoća“ koja dolazi iz mete μ je u opsegu 0.7-0.9. Kao što je na slici 2.4.5 prikazano, zavisnost parametra μ u ovom opsegu ne menja značajno profil linije. Za svaku vrednost μ izračunati su profili linije za različite vrednosti koncentracija i temperatura, tabela 1 u [84]. Interpolacijom ovih profila za zadate među vrednosti elektronske gustine i temperature može se dobiti teorijski profil koji opisuje eksperimentalni profil. Postupak interpolacije i fitovanja može se opisati sledećim dijagramom toka, prikazanim na slici 4.36.

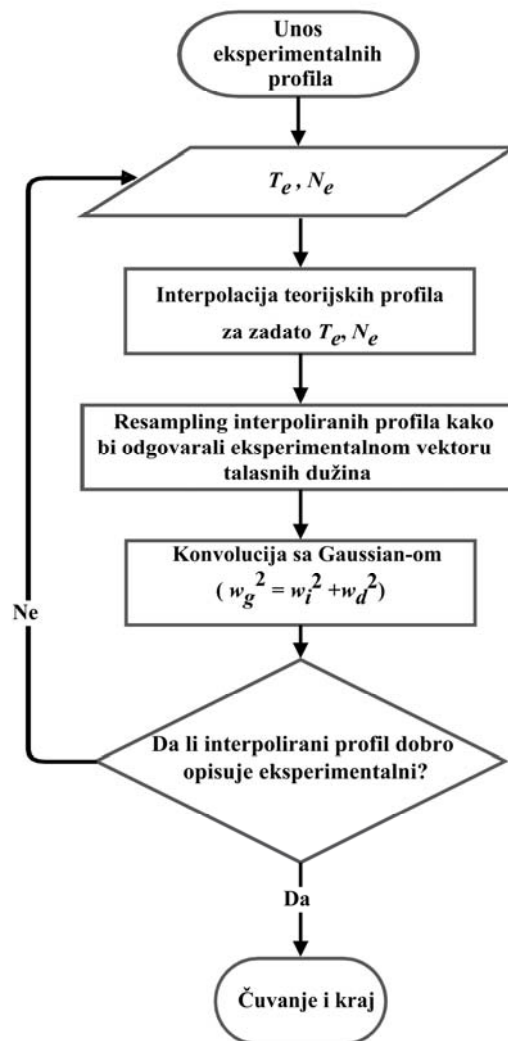
Na osnovu prikazanog dijagrama toka napisan je program u MATLAB-u, čiji je glavni prozor prikazan na slici 4.37. U prvom koraku unosi se obrađeni eksperimentalni spektralni snimak H_α linije. Primer je prikazan na slici 4.38. Zatim se vrši izbor eksperimentalnog profila na željenoj radijalnoj poziciji. U sledećem koraku oduzima se bazna linija od eksperimentalnog profila. Kako je opseg talasnih dužina manji od 10 nm, zračenje kontinuuma se može aproksimirati u ovom opsegu pravom linijom koja se oduzima od eksperimentalnog profila. Kao što je već rečeno vodonične linije podložne su linearnom Stark-ovom efektu, gde je uticaj plazma mikropolja dominantan. Stoga se zavisnost opadanja intenziteta krila linije može opisati jednačinom (2.3.40), odnosno intenzitet opada sa $\sim \lambda^{-5/2}$. Iz ove asimptotske zavisnosti moguće je odrediti vrednosti na krajevima levog i desnog krila linije i povući liniju koja spaja ove vrednosti. Ova linija predstavlja baznu liniju koja se oduzima, slika 4.39.

U prvoj aproksimaciji profila H_α linije moguće je opisati Voigt profilom, slika 4.40, gde Lorentz-ov udeo predstavlja Stark-ovo širenje, dok je Gauss-ov udeo Doppler-ovo i instrumentalno širenje. Kako je Lorentz-ov udeo mnogo veći od Gauss-ovog ($w_L \sim 1.2$ nm prema $w_G \sim 0.1$ nm), Doppler-ov udeo se može zanemariti i koristiti izraz (12)

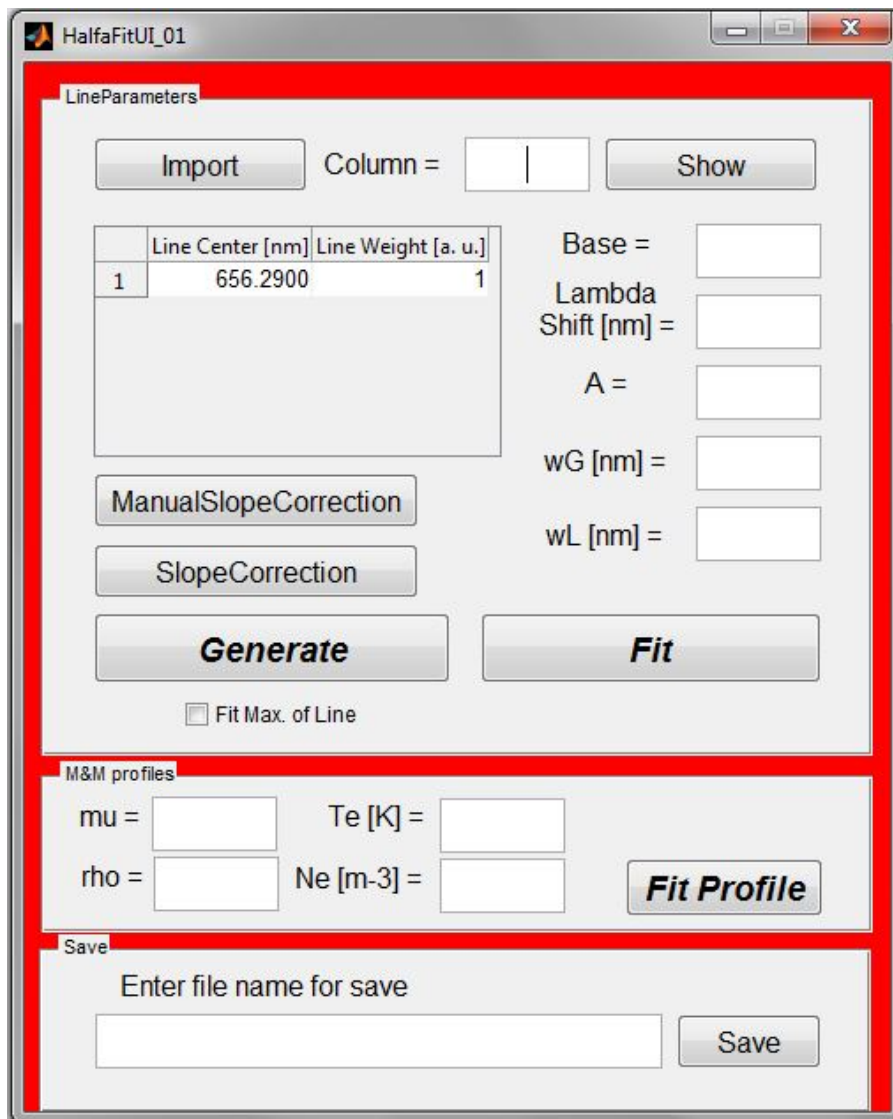
dat u radu [78] prema kojem se može proceniti elektronska gustina na osnovu Lorentz-ove poluširine odnosno Stark-ove poluširine. Izraz za izračunavanje koncentracije dat je sa:

$$N_e [\text{cm}^{-3}] = 10^{17} \cdot (w_L [\text{nm}] / 1.098)^{1.47135} \quad (4.4.)$$

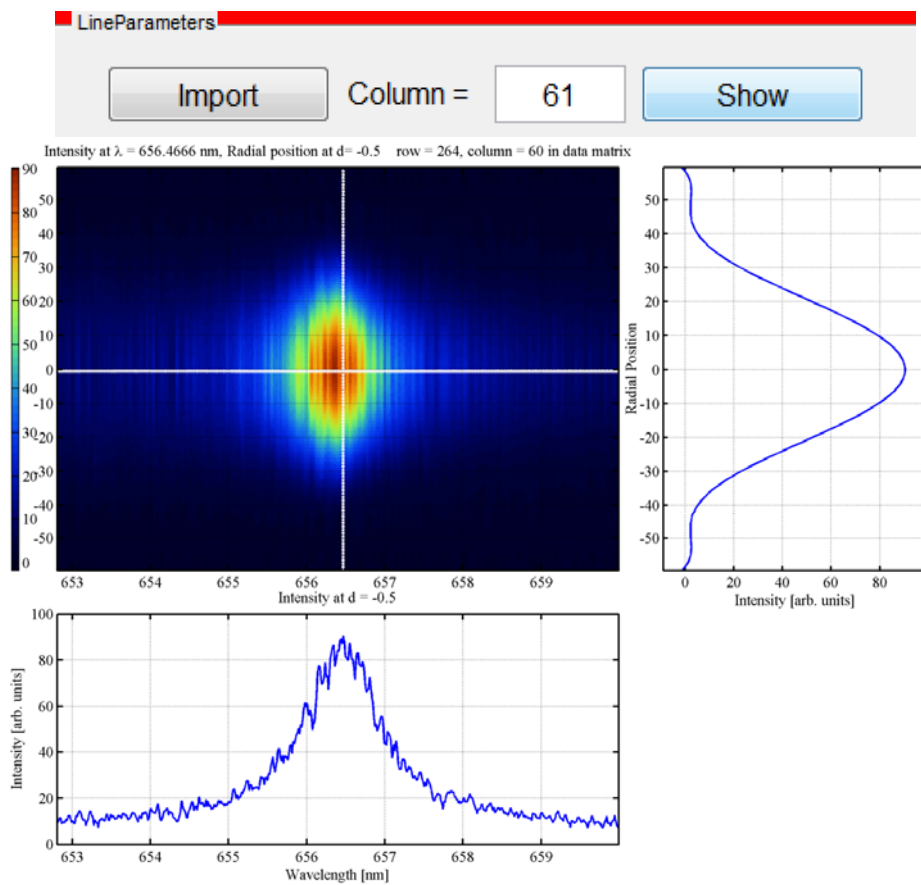
Ovaj izraz iskorišćen je za prvu procenu elektronske gustine iz poluširine H_α linije.



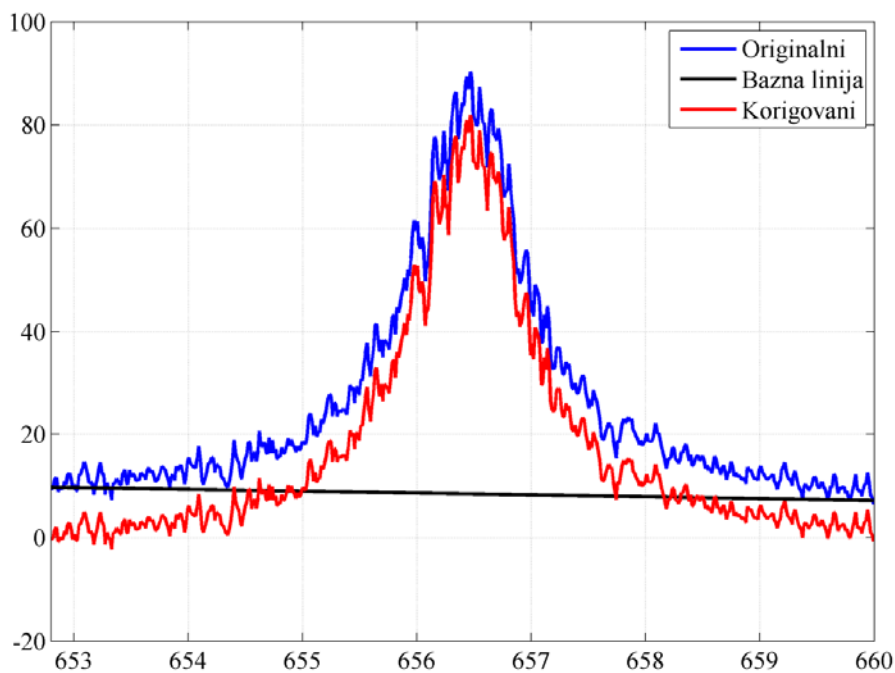
Slika 4.36. Dijagram toka interpolacije teorijskih profila H_α linije i fitovanje eksperimentalnih profila.



Slika 4.37. Izgled korisničkog prozora programa za fitovanje linije H_{α} .



Slika 4.38. Unos prethodno obrađenog spektralnog snimka i izbor profila na određenoj radijalnoj poziciji

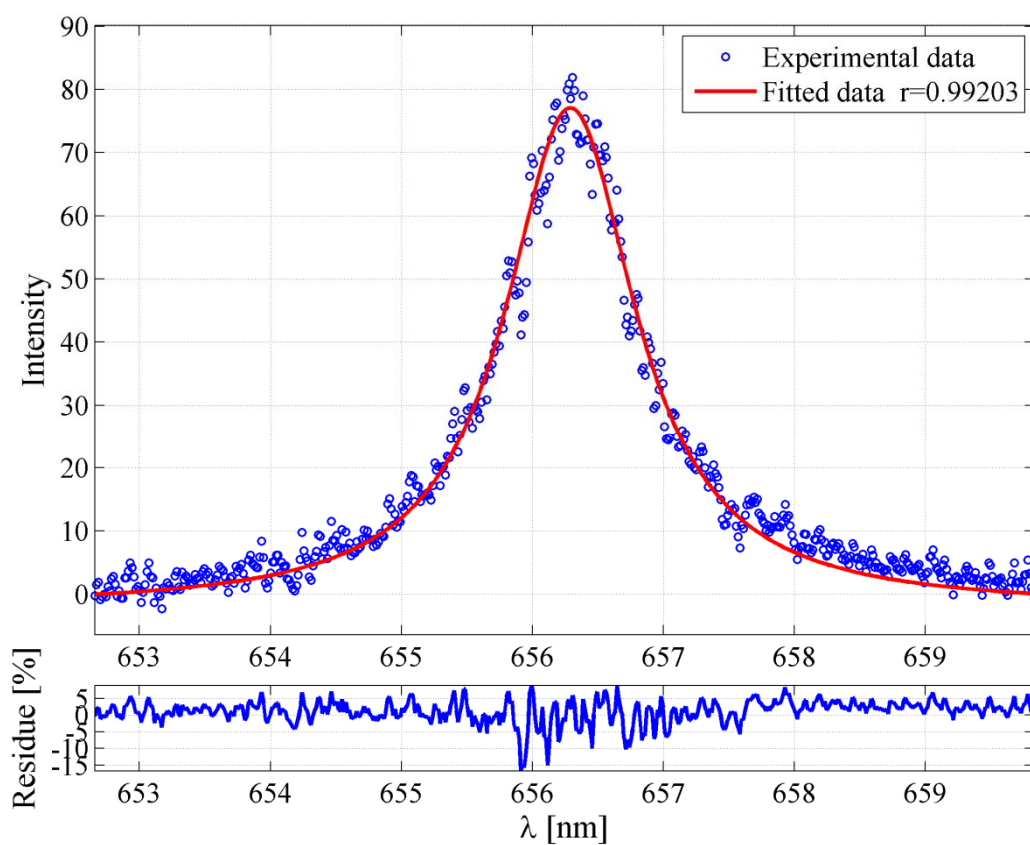


Slika 4.39. Korekcija bazne linije prema asimptotskoj formuli za krila linije

	Line Center [nm]	Line Weight [a. u.]
1	656.2900	1

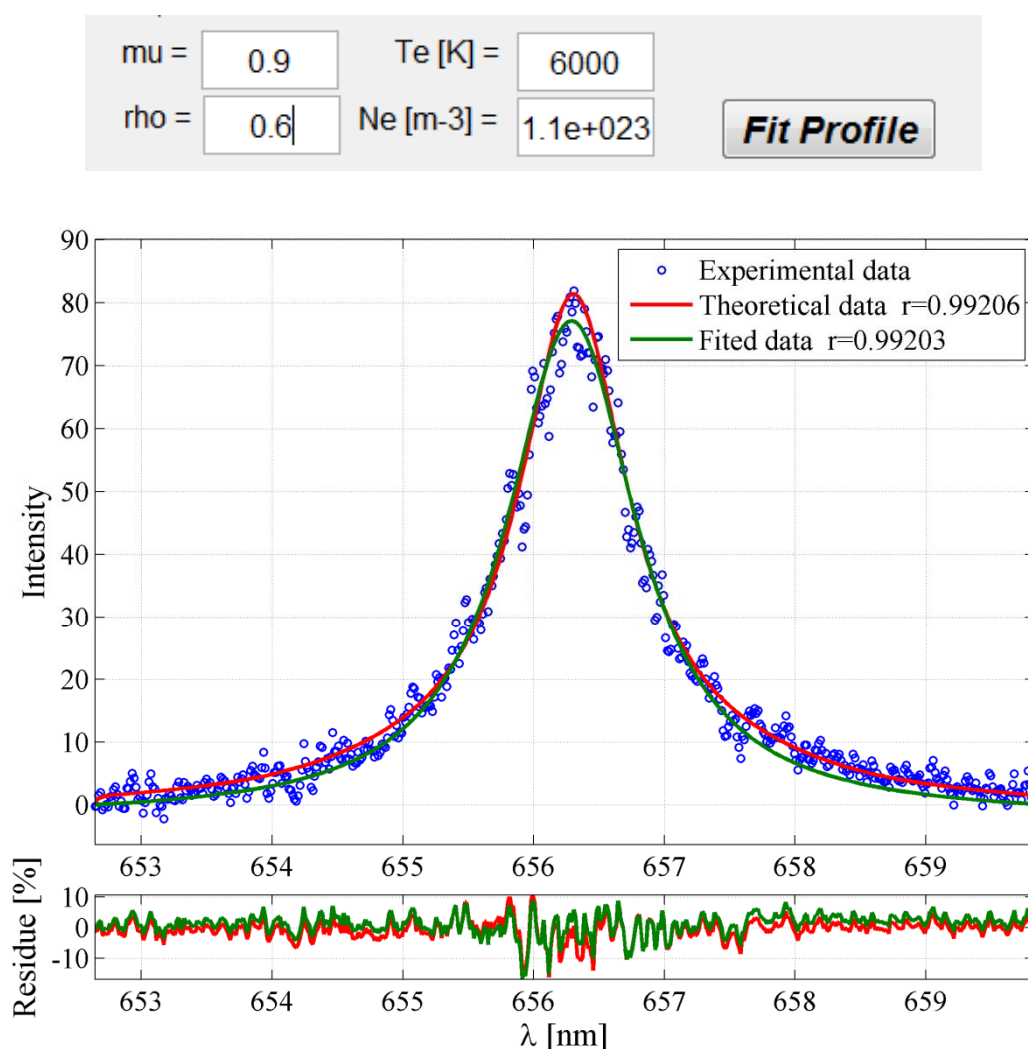
Base =	<input type="text" value="0"/>
Lambda Shift [nm] =	<input type="text" value="-0.16"/>
A =	<input type="text" value="150"/>
wG [nm] =	<input type="text" value="0.10042"/>
wL [nm] =	<input type="text" value="1.2"/>

Fit Max. of Line



Slika 4.40. Unos parametara linije i fitovanje generisanim Voigt-ovim profilom

Sledeći korak je izbor parametara redukovane mase za date eksperimentalne uslove i unos temperature izračunate metodom Boltzmann-ove prave za radijalnu poziciju na kojoj se analizira izabrani profil. Vrednost elektronske gustine procenjena je već pomenutim postupkom. Za zadate vrednosti vrši se interpolacija teorijskih profila i upoređivanje interpoliranog profila sa eksperimentalnim. Ukoliko interpolirani teorijski profil zadovoljavajuće opisuje eksperimentalni (koeficijent korelacije >0.99 i ostatak u granicama od $\pm 10\%$) određena je vrednost elektronske gustine na radijalnoj poziciji na kojoj je analiziran profil - slika 4.41. Ukoliko poklapanje nije zadovoljavajuće, vrednost elektronske gustine menja se u malim koracima sve dok se ne dobije zadovoljavajuće poklapanje.



Slika 4.41. Unos teorijskih parametara i fitovanje profila interpoliranim teorijskim profilom (crvena linija). Na ovaj način određena je elektronska koncentracija.

5. REZULTATI MERENJA

U ovom radu proučavane su atomske i jonske linije Mg, jonske linije jednostruko jonizovanog Al i atomske linije Li radi određivanja prostorne raspodele elektronske temperature i elektronske gustine, kao najvažnijih parametara laserski indukovane plazme (LIP).

Elektronska temperatura, T_e , laserski indukovane plazme određena je metodom Boltzmann-ove prave (BP) iz relativnih intenziteta linija Mg I, Al II i Li I. Kako su izvršena prostorno i vremenski razložena spektroskopska merenja prikazana je prostorna i vremenska zavisnost elektronske temperature.

Za određivanje elektronske gustine, N_e , takođe su korišćene iste linije. Fitovan je ukupni profil linije kako bi se dobila vrednost elektronske gustine pri čemu su korišćena dva seta teorijskih Stark-ovih parametara: Griem-ov set podataka (G) [55] i set podataka koji su dali M. Dimitrijević i S. Sahal-Bréchet (DSB) [101]. Kako bi se proverilo slaganje eksperimentalnih Stark-ovih poluširina sa teorijom, N_e je prvo određena iz poluširine Balmer-ove H_α linije, na vremenima kašnjenja gde se ova linija pojavljuje zajedno sa ostalim linijama od značaja prisutnih u LIP. Kako su teorijski

Stark-ovi podaci za linije vodonika veće tačnosti, elektronska gustina određena iz H_{α} linije uzeta je za referentnu. Na ovaj način je određena elektronska gustina nezavisnom metodom [10]. Eksperimentalne vrednosti Stark-ovih poluširina za vrednosti elektronske gustine određene iz H_{α} upoređene su sa postojećim teorijskim podacima - G i DSB. Efekat Debye-evog ekraniranja koji se javlja kod linije Mg I 383.53 nm utiče na smanjenje Stark-ove poluširine u datim eksperimentalnim uslovima i njemu je posvećena pažnja. Korišćenjem oba seta teorijskih podataka, G i DSB određene su prostorne raspodele elektronske gustine na kasnijim vremenima kašnjenja.

Elektronska gustina određena je i korišćenjem jonskih linija jednostruko jonizovanog Al. Eksperimentalne Stark-ove poluširine upoređene su sa postojećim teorijskim vrednostima.

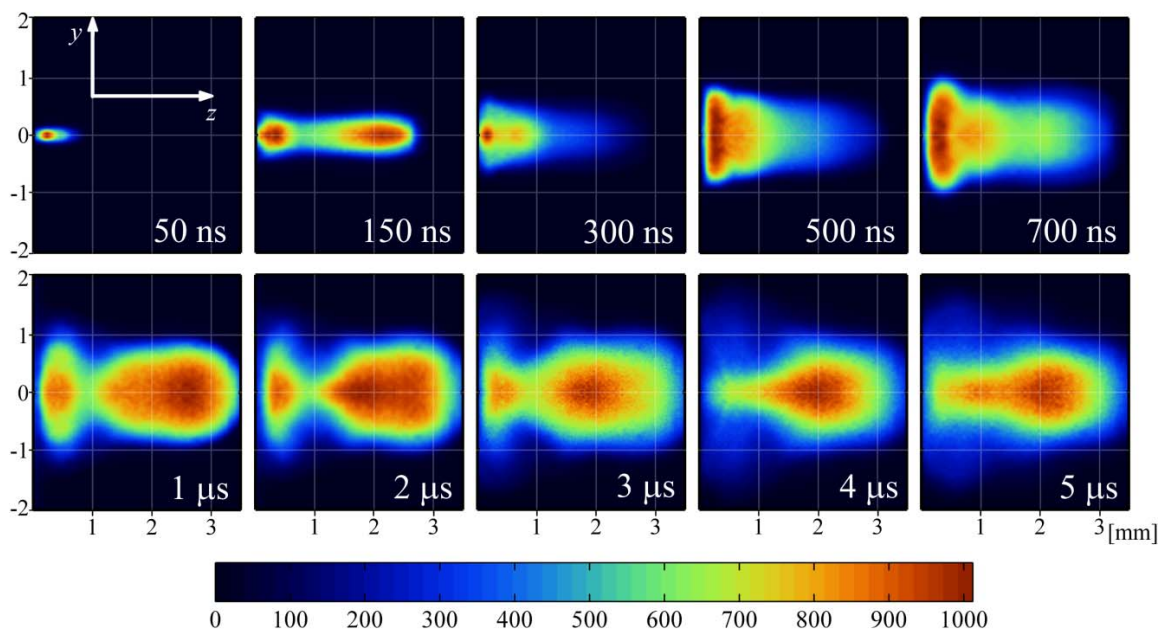
Posebna pažnja posvećena je atomskoj liniji litijuma sa zabranjenom komponentom, Li I 460.28 nm. Ova linija ima veoma složen oblik koji je veoma pogodan za brzo određivanje elektronske gustine. Kako se ova linija najbolje vidi na kasnijim vremenima, gde linija H_{α} nije eksitovana, za nezavisnu metodu određivanja elektronske gustine uzeta je druga atomska linija litijuma Li I 497.17 nm zajedno sa odgovarajućim teorijskim Stark-ovim parametrima.

Kako su za određivanje elektronske gustine korišćene sve ove linije zajedno sa odgovarajućim Stark-ovim parametrima, dobijene su i različite vrednosti N_e . Odstupanja ovih vrednosti su u granicama od $\pm 20\%$ što je skladu sa teorijom [7].

5.1. Evolucija plazme

Pre nego što se krene u analizu oblika spektralnih profila linija mora se posvetiti pažnja evoluciji plazme. Ozbiljne teškoće mogu se javiti prilikom spektroskopske dijagnostike laserski indukovane plazme koje nastaju zbog prostorne nehomogenosti plazme i promena u toku vremena trajanja plazmenog oblika [9]. Promena oblika plazme praćena je promenom plazma parametara. Kao rezultat emisija materijala nastalog ablacijom u oblaku plazme menja intenzitet. Ove poteškoće su još izraženije ukoliko se žele izvršiti prostorno i vremenski razložena merenja. Iz ovih razloga, od velikog je značaja za dijagnostiku plazme izbor optimalnih vremena posmatranja:

vremena kašnjenja posle laserskog impulsa, širina vremenskog prozora u kome se vrši snimanje (gate time) i vreme na kom plazma ima dobru radijalnu simetriju. Kako bi ovo ostvarili, snimljene su fotografije plazme na različitim vremenima nakon laserskog impulsa. Postavka eksperimenta za snimanje plazme metodom brze fotografije opisana je u glavi 3.1. Metod obrade snimljenih fotografija kao i odgovarajući program opisani su u glavi 4.1. Rezultat ovih snimanja prikazan je na slici 5.1.[102] gde je meta pelet (sastava opisanog u glavi 3) i na slici 5.2 gde je meta alumina.



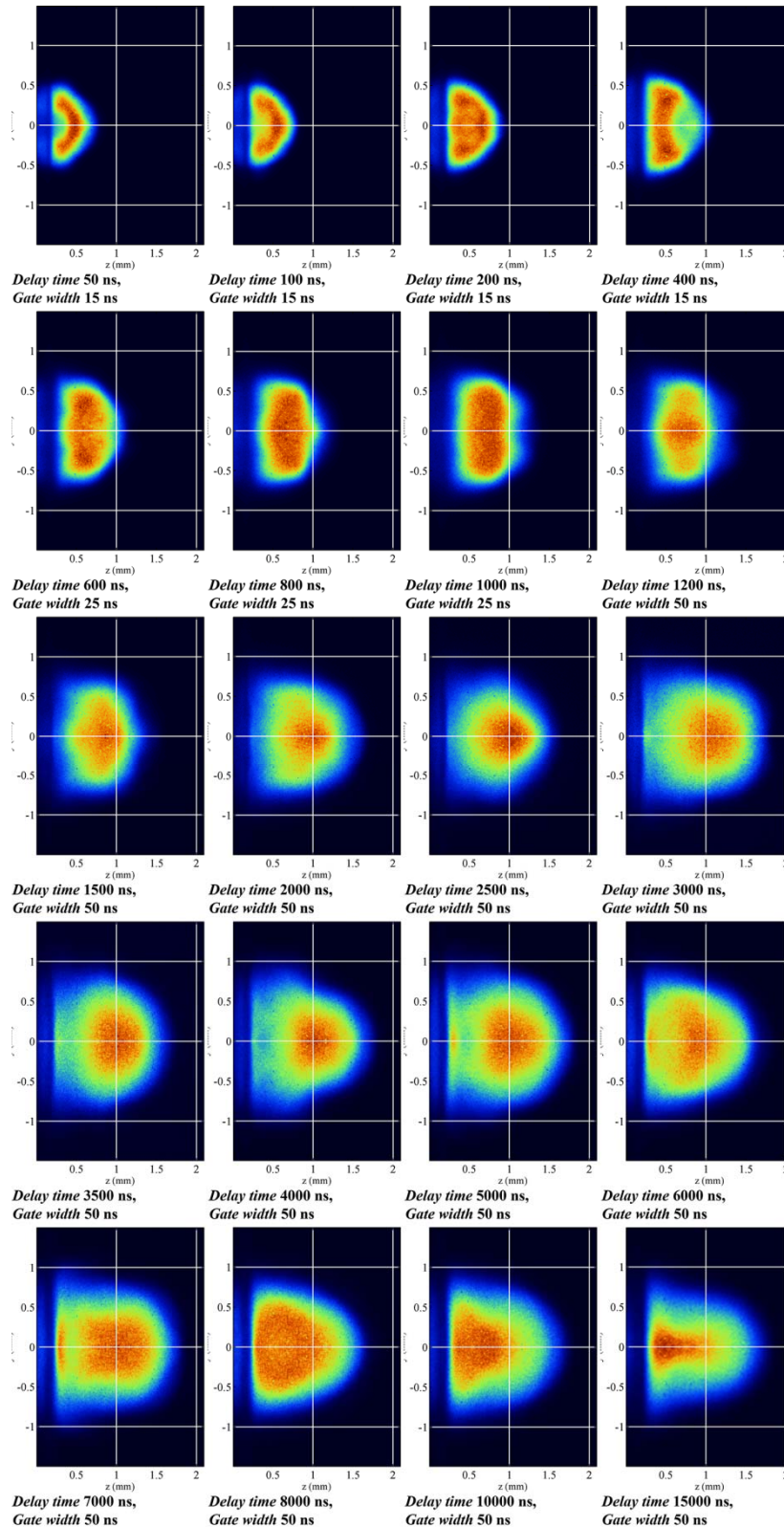
Slika 5.1. Vremenska i prostorna evolucija indukovane plazme na meti peleta. Za prvi red slika vreme ekspozicije (gate time) bilo je 10 ns, dok je za drugi red slika vreme ekspozicije 100 ns. Svaka slika predstavlja srednju vrednost 5 slika – isti uslovi, različiti laserski impulsi. Emisioni intenzitet na slikama skaliran je prema prikazanoj kolornoj mapi.

Sa slike 5.1, za slučaj kada je uzorak pelet, očigledno je da se do 1 μs oblik plazme kao i njegove dimenzije menjaju veoma brzo, odnosno plazma se širi veoma brzo. Oko 1 μs dolazi do izjednačavanja pritiska i oblik plazme i njena veličina na kasnijim vremenima menjaju se znatno sporije. Stoga je na kasnijim vremenima posle 1 μs mnogo pogodnije vršiti spektroskopska snimanja, posebno ako se ima u vidu cilj proučavanja oblika spektralnih linija i eksperimentalno određivanje Stark-ovih parametara. Kako bi se

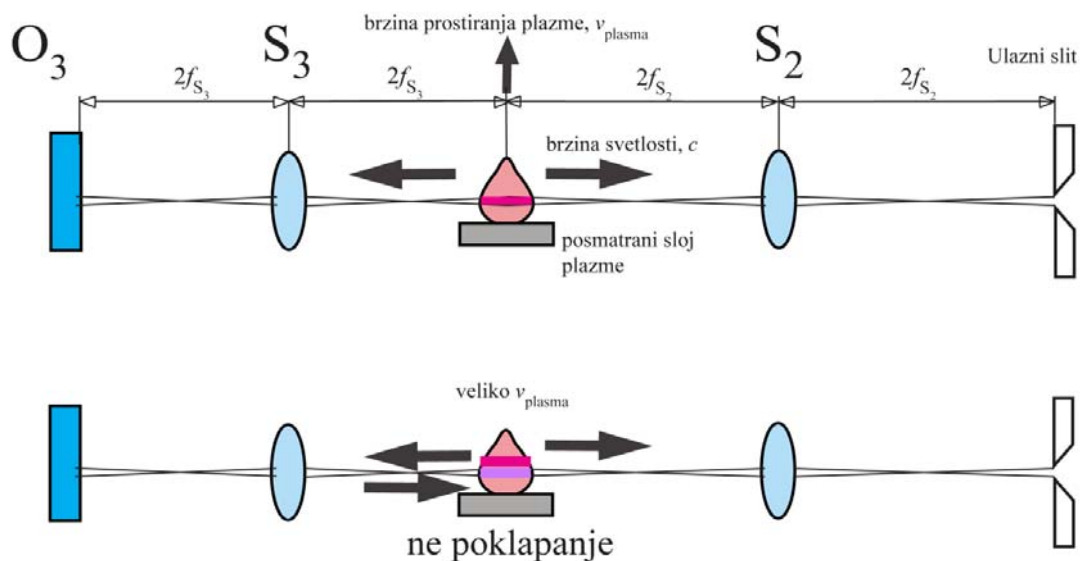
izbegla integracija emisionog signala plazme po vremenu i nehomogenost plazme, koja može uticati na profile spektralnih linija, posebna pažnja posvećena je odabiru odgovarajućeg vremena kašnjenja i vremena gate signala. Utvrđeno je da je optimalno vreme gate signala 200 ns, a vremena kašnjenja na kojima su vršena spektroskopska snimanja su 1, 2, 3, 4, 5 i 7 μ s nakon laserskog impulsa. Za ova vremena kašnjenja i vreme gate signala od 200 ns može se pretpostaviti da je plazma kvazi-stacionarna. Izabrana vremena kašnjenja i vreme gate signala su odgovarajući i zbog činjenice da se izbegava jak signal zračenja plazma kontinuuma i poboljšava odnos intenziteta signala prema pozadini. Kako bi se dobila prostorna raspodela plazma parametara, tri različita poprečna preseka plazmenog oblaka su izabrana za merenja na visinama od $z = 0.5; 1; 1.5$ mm od površine uzorka. Na ovim visinama – rastojanjima od površine mete izvršena su spektroskopska merenja. Zbog jediničnog uveličanja optičkog sistema koji se koristio u ovom eksperimentu, debljina poprečnog preseka plazme koji se posmatra jednaka je širini slita (ulaznog razreza) spektrometra (10 μ m).

Sa slike 5.2, u slučaju alumine kao mete, brzina prostiranja plazme je nešto sporija u ranijim vremenima u odnosu na slučaj gde je meta pelet. Spektroskopska snimanja u ovom slučaju vršena su na visini od 1 mm od površine mete, na vremenu kašnjenja od 1 μ s nakon laserskog impulsa, gde je širina gate signala 100 ns.

Postoje još neka ograničenja koja su uticala na izbor ovih vremenskih parametara merenja. Ta ograničenja se tiču primenljivosti eksperimentalnog testa na samoapsorpciju linija sa zadnjim ogledalom – videti sliku 3.1 i 5.3. Ova ograničenja takođe su pomenuta u radu [102,103]. Ograničenja su vezana za brzinu prostiranja plazme i konačnu brzinu prostiranja svetlosti. Ilustracija problema data je na slici 5.3. Naime, u ranim fazama ekspanzije plazme (do oko 700 ns nakon laserskog impulsa, videti sliku 5.1.) procenjena srednja brzina prostiranja plazma fronta je $3 \text{ mm}/700 \text{ ns} \approx 4.3 \text{ km/s}$, što znači da tokom puta emisije svetlosti do zadnjeg ogledala (O_3 , slika 5.3.) i nazad (što traje oko $2 \times \frac{4f_{s3}}{c} = \frac{8 \times 0.1 \text{ m}}{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}} = 2.66 \text{ ns}$), posmatrani sloj plazme se pomeri duž ose plazme. za $4.3 \text{ km/s} \times 2.66 \text{ ns} = 11.4 \mu\text{m}$, što je veće od širine slita.



Slika 5.2. Vremenska i prostorna evolucija indukovane plazme na alumini (delay time – vreme kašnjenja, Gate width – trajanje gate signala)

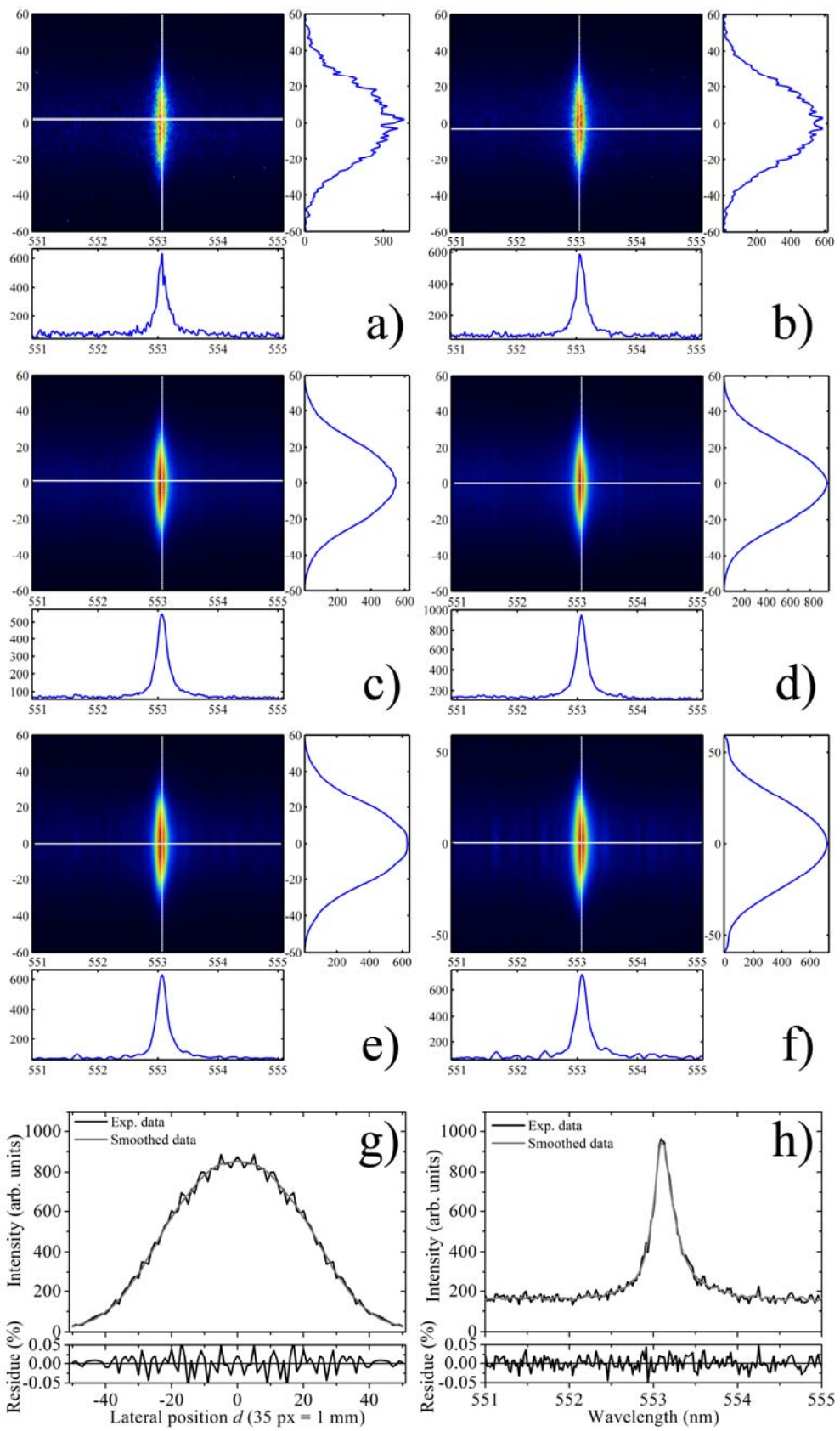


Slika 5.3. Ilustracija ispravnosti i problema koji se javljaju prilikom eksperimentalne provere i korekcije na prisustvo samoapsorpcije. Problemi su vezani za veliku brzinu prostiranja plazme i konačnu vrednost brzine prostiranja svetlosti.

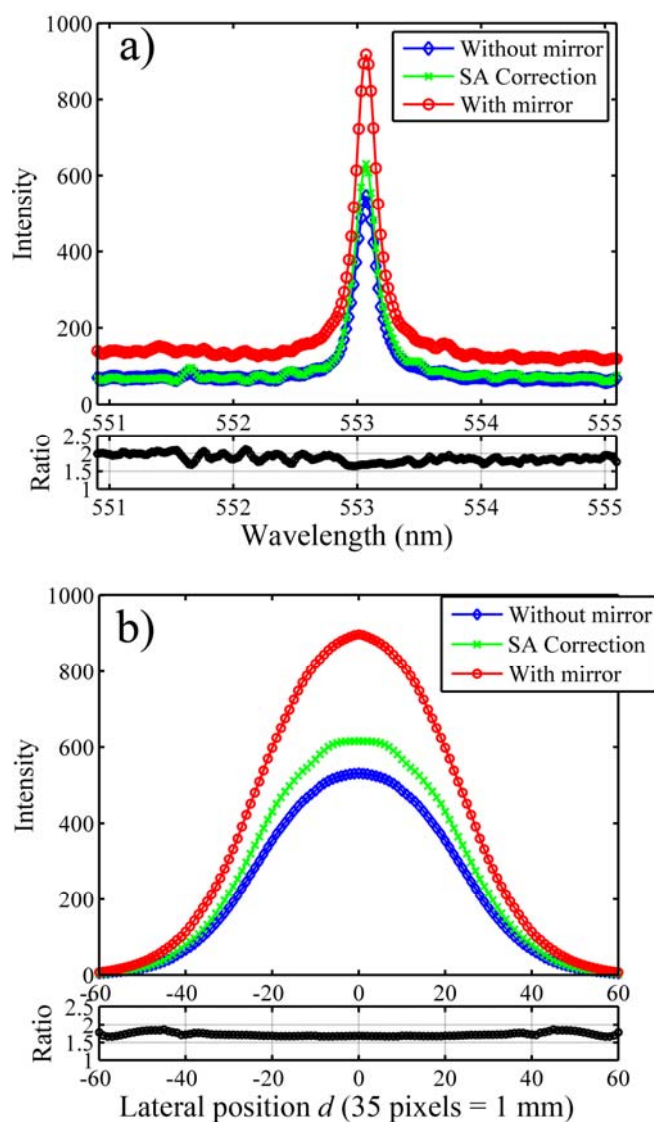
Nakon jedne mikrosekunde posle laserskog impulsa, brzina ekspanzije plazme je dosta manja (manja od 500 m/s) tako da za isto vreme koje je potrebno da emisija svetlosti plazme pređe put do zadnjeg ogledala i nazad, posmatrani plazma sloj se pomeri manje od 1 μm , tako da je neslaganje između emitujućeg i reflektovanog sloja plazme manje od 10%. Stoga, izborom kasnijih vremena za posmatranje plazme i korišćenjem umereno kratkog gate signala, može se smatrati da je korekcija i provera na samoapsorpciju ispravna.

5.2. Određivanje elektronske temperature

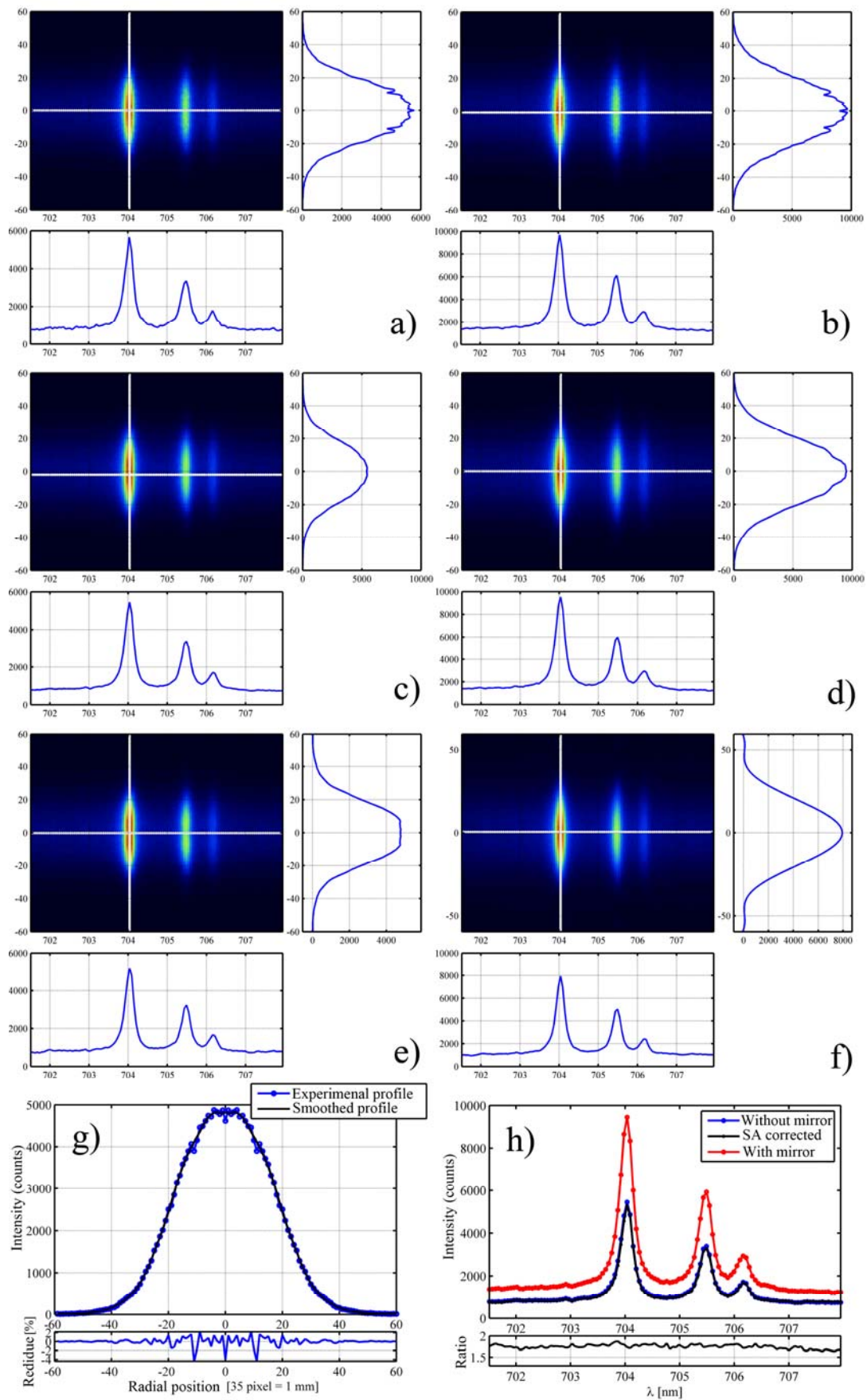
Sve linije koje su korišćene u ovom radu obrađene su programom koji je opisan u glavi 4.1., tj. proverene su na prisustvo samoapsorpcije i ukoliko je ona bila mala izvršena je korekcija a zatim je primenjena procedura Abel-ove inverzije. Primer obrade linija Mg I 552.8 nm, Al II 704.9 nm i Li I 460.28 nm linije sa zabranjenom komponentom dat je na slikama 5.4.-5.8.



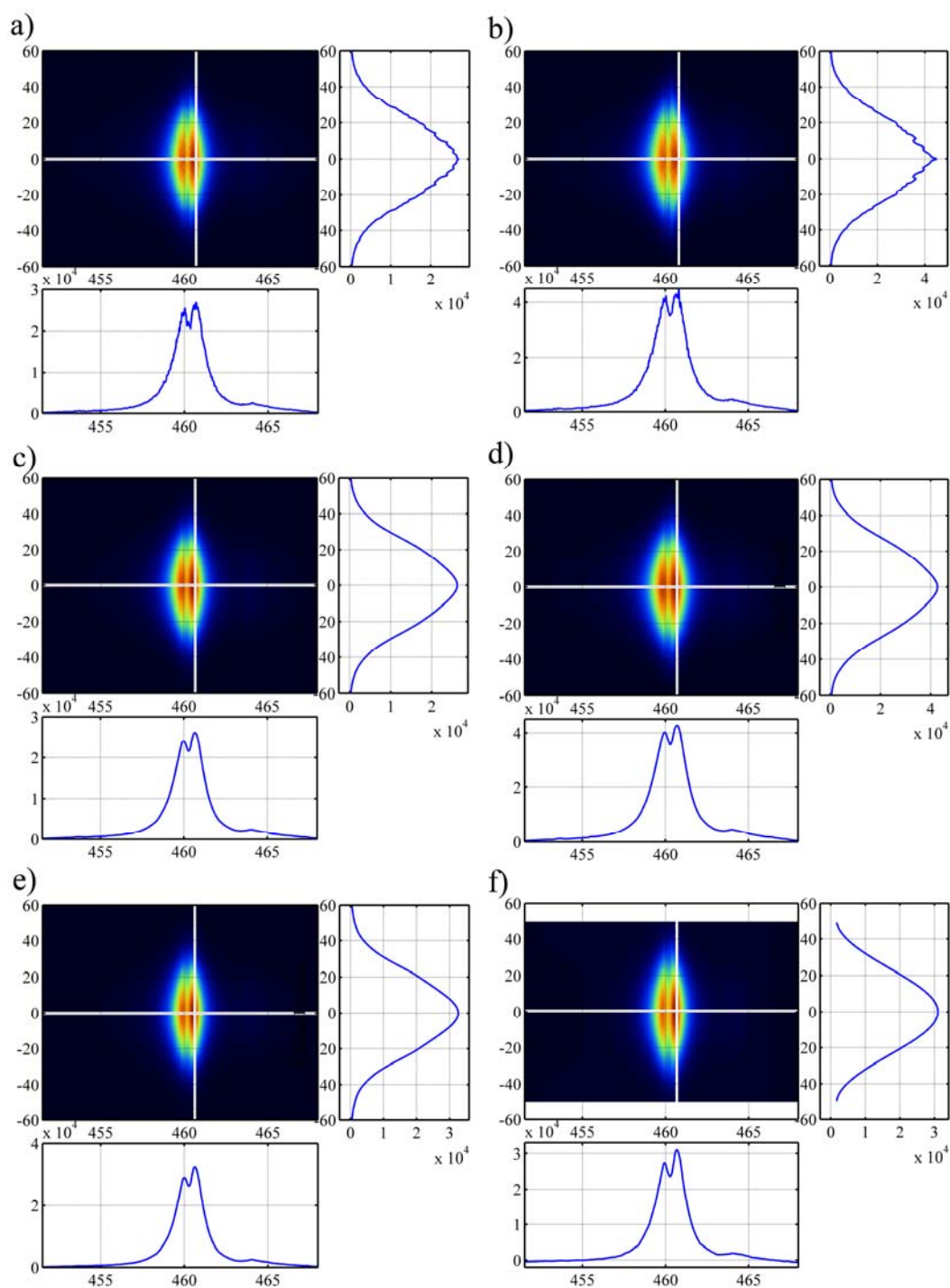
←Slika 5.4. Koraci obrade eksperimentalnih podataka – Mg I 552.8 nm: a) spektralni snimak snimljen bez zadnjeg ogledala (BO) nakon korekcije po intenzitetu i odsecanja, b) BO nakon simetrizacije, c) BO nakon uklanjanja šuma, d) spektralni snimak snimljen korišćenjem zadnjeg ogledala (SO) nakon korekcije po intenzitetu i odsecanja, simetrizacije i uklanjanja šuma, e) spektralni snimak nakon korekcije na prisustvo samoapsorpcije, f) nakon procedure Abel-ove inverzije, g) tipičan primer uklanjanja šuma po lateralnoj osi, h) tipičan primer uklanjanja šuma po osi talasnih dužina



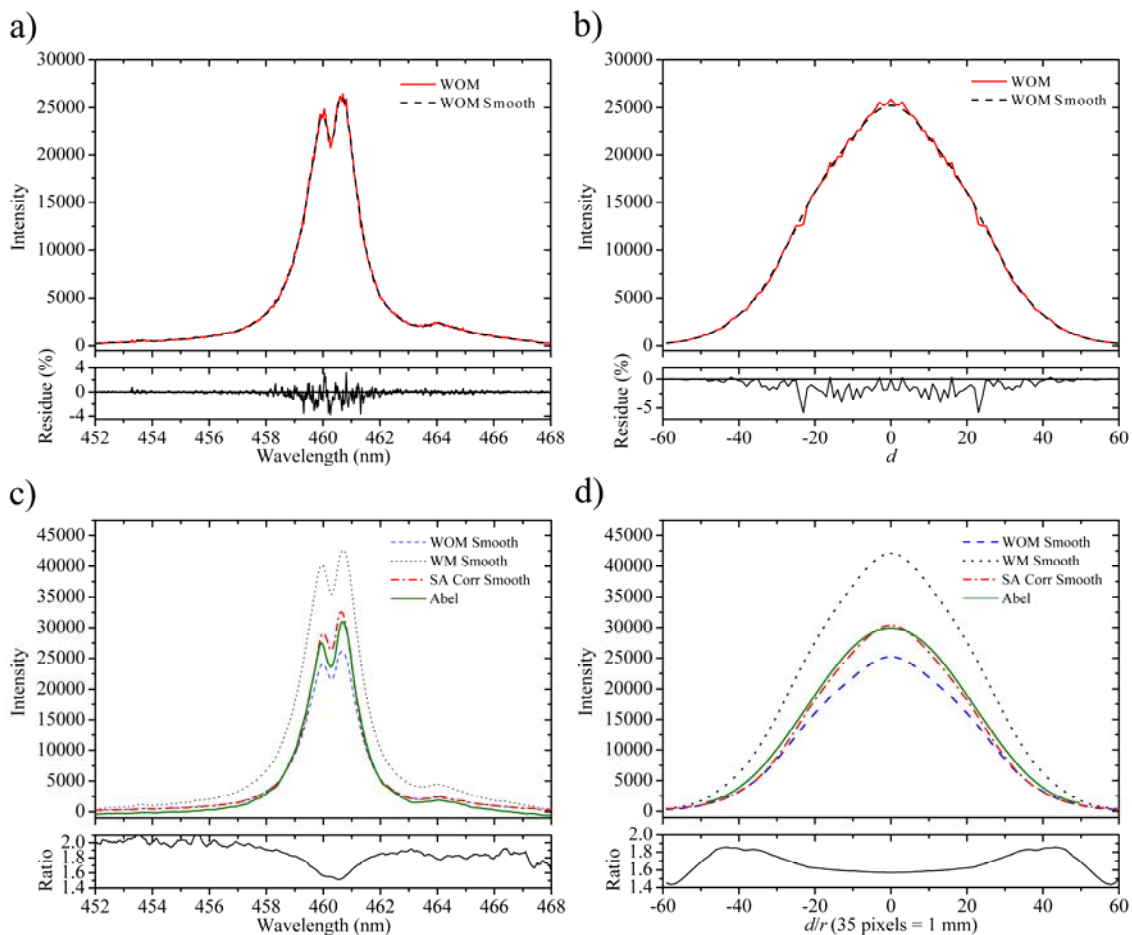
Slika 5.5. Primer korekcije na samoapsorpciju za liniju Mg I 552.8 nm a) profil linije iz centra plazme, b) lateralna raspodela intenziteta na maksimumu linije



←Slika 5.6. Primer obrade Al II 704.9 nm: a) spektralni snimak snimljen bez zadnjeg ogledala (BO) nakon korekcije po intenzitetu, odsecanja i simetrizacije b) spektralni snimak snimljen sa zadnjim ogledalom (SO) nakon korekcije po intenzitetu, odsecanja i simetrizacije, c) BO nakon uklanjanja šuma, d) SO nakon uklanjanja šuma, e) nakon korekcije na samoapsorpciju, f) nakon Abel-ove inverzije, g) primer uklanjanja šuma, h) primer korekcije na samoapsorpciju



←Slika 5.7. Primer obrade Li I 460.28 nm sa zabranjenom komponentom: a) spektralni snimak snimljen bez zadnjeg ogledala (BO) nakon korekcije po intenzitetu, odsecanja i simetrizacije b) spektralni snimak snimljen sa zadnjim ogledalom (SO) nakon korekcije po intenzitetu, odsecanja i simetrizacije, c) BO nakon uklanjanja šuma, d) SO nakon uklanjanja šuma, e) nakon korekcije na samoapsorpciju, f) nakon Abel-ove inverzije.



Slika 5.8. Detalji obrade profila Li 460.28 nm: a) spektralni profil na plazma osi snimljen bez zadnjeg ogledala (BO) pre i posle uklanjanja šuma, b) lateralni profil na maksimumu intenziteta linije snimljen bez zadnjeg ogledala pre i posle uklanjanja šuma, c) spektralni profil na plazma osi snimljen BO nakon uklanjanja šuma – plava isprekidana linija, profil snimljen sa zadnjim ogledalom (SO) nakon uklanjanja šuma – crna tačkasta linija, profil nakon korekcije na samoapsorpciju – crvena tačka-crta linija, profil nakon Abel-ove inverzije – zelena linija, d) isto kao za c) za lateralne profile i radialni profil nakon Abel-ove inverzije – zelena linija.

5.2.1. Određivanje elektronske temperature iz linija Mg I

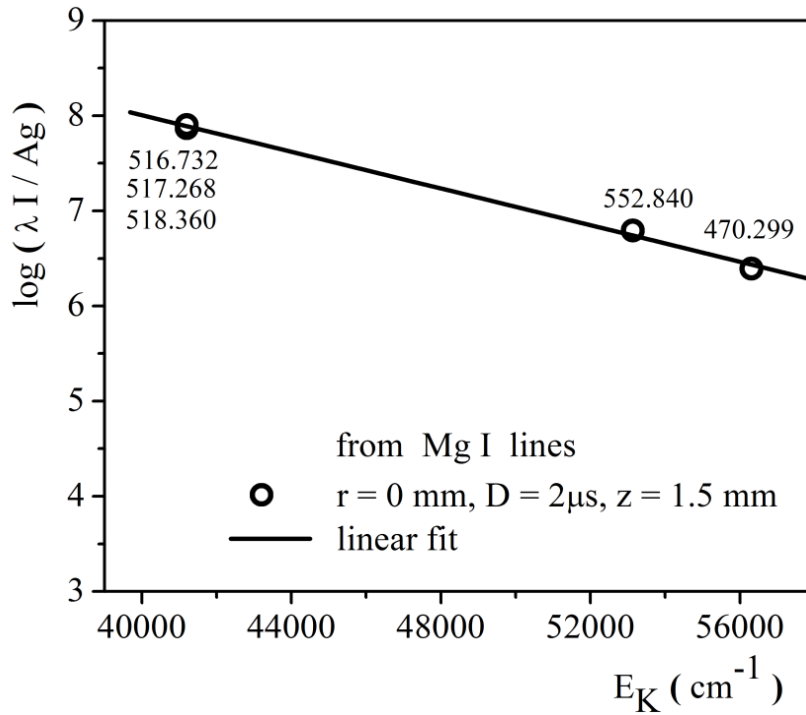
Elektronska temperatura određena je iz relativnih intenziteta atomskih linija magnezijuma korišćenjem metode Boltzmann-ove prave (BP). Pod terminom intenzitet linije u kontekstu korišćenja metode BP, podrazumeva se površina ispod krive linije. Kako bi se primenila metoda BP treba pretpostaviti da je eksitaciona temperatura T_{exc} jednaka elektronskoj temperaturi, T_e . Eksitaciona temperatura određuje naseljenost eksitovanih energetskih nivoa plazma emitera, u ovom slučaju eksitovanih atoma Mg. Stoga, primena metode BP podrazumeva da su gornji energetski nivoi linije koja se koriste za BP iznad granice važenja parcijalne lokalne termodinamičke ravnoteže. (pLTE) [50, 55].

Primenjujući izraz 2.2.19, dat u glavi 2, za određivanje granice važenja pLTE, za eksperimentalne uslove ($N_e \approx 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T_e \approx 0.5 \text{ eV}$) za linije Mg I, dobija se kritični glavni kvantni broj za pLTE $n_{cr} = 2$. Stoga, sve linije Mg I sa glavnim kvantnim brojem ≥ 4 (osnovno stanje 2 + sledeći nivo linije Mg I), mogu se koristiti za BP. Pregledom, tabele 5.1. u kojoj su dati atomski podaci linija koje se koriste za BP može se zaključiti da sve linije Mg I osim Mg I 383.53 nm ispunjavaju uslov pLTE kriterijuma.

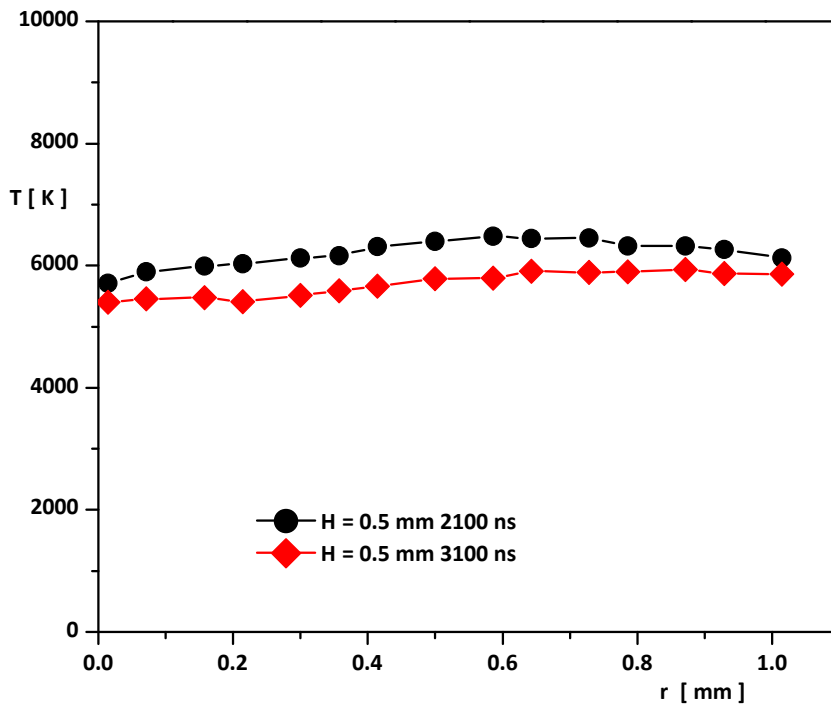
Tipičan grafik BP prikazan je na slici 5.9. Na ovaj način dobijena je radijalna raspodela elektronske temperature na različitim vremenima kašnjenja nakon laserskog impulsa i različitim visinama od površine mete. Radijalne raspodele temperature prikazane su na slikama 5.10-5.12. Prilikom određivanja temperature iz grafika BP poštovalo se pravilo da gornji energetski nivoi spektralnih linija koji se koriste za grafik BP budu razmaknuti najmanje 0.5 eV (4032 cm^{-1}). Vrednosti elektronske temperature variraju u opsegu (4000 - 8000) K.

Tabela 5.1. Niz prelaza (transition array), multiplet, talasna dužina, gornji energetski nivo, statistička težina gornjeg nivoa za spektralne linije Mg I i Mg II [53] koje su korišćene.

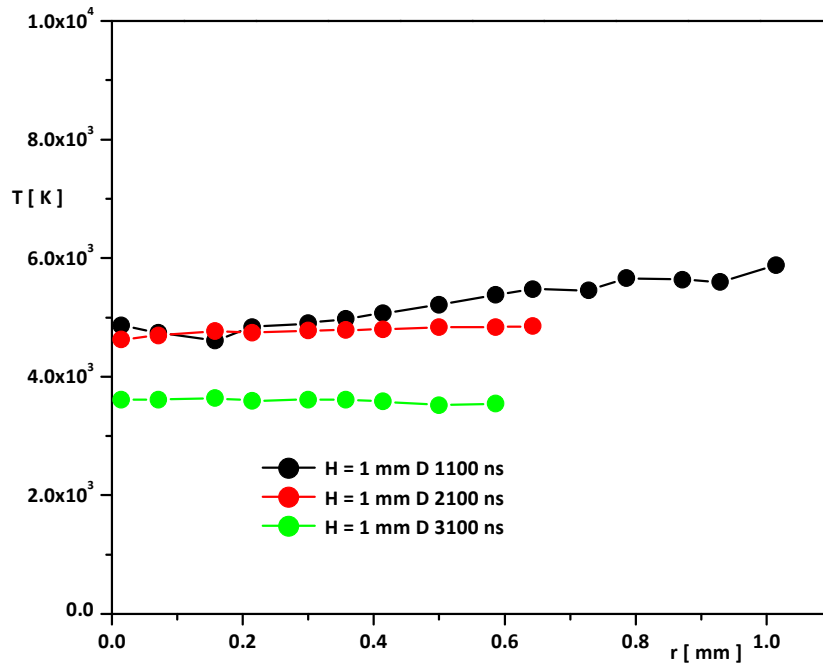
Br.		Niz prelaza	Multiplet	Talasna dužina (nm)	E_k (cm ⁻¹)	g_k	A_{ki} (10 ⁸ s ⁻¹)	S (a.u.)	Ref.
1.	Mg I	$3s3p - 3s(^2S)3d$	$^3P^o - ^3D$ (3)	383.8294	47 957.03	5	0.403	5.63	[53]
				383.8292	47 957.04	7	1.61	31.6	
				383.2304	47 957.03	5	1.21	16.9	
				383.2300	47 957.06	3	0.674	5.62	
				382.9355	47 957.06	3	0.899	7.48	
2.		$3s3p - 3s(^2S)4s$	$^3P^o - ^3S$ (2)	517.2684	41 197.40	3	0.337	6.92	[53]
				518.3604	41 197.40	3	0.561	11.6	
				516.7322	41 197.40	3	0.113	2.3	
3.		$3s3p - 3s(^2S)4d$	$^1P^o - ^1D$ (9)	552.8405	53 134.64	5	0.139	[53]	
4.		$3s3p - 3s(^2S)5d$	$^1P^o - ^1D$ (11)	470.2991	56 308.38	5	0.219	[53]	
5.	*	$3s3p - 3s(^2S)4p$	$^3P^o - ^3P^o$	385.3960	47 851.16	5	$2.55 \cdot 10^{-7}$	97	[53]
				384.8914	47 844.41	3	$1.83 \cdot 10^{-7}$	41.4	
				385.4965	47 844.41	3	$5.48 \cdot 10^{-7}$	125	
6.	Mg II	$3d - 4f$	$^2D - ^2F^o$ (4)	448.1327	93 799.63	6	2.17	57.9	[53]
				448.1130	93 799.75	8	2.33	82.7	
7.		$3d - 5p$	$^2D - ^2P^o$ (5)	385.0385	97 455.12	2	0.0324	0.18	[53]
				384.8335	97 468.92	4	0.00329	0.04	
				384.8209	97 468.92	4	0.0296	0.33	



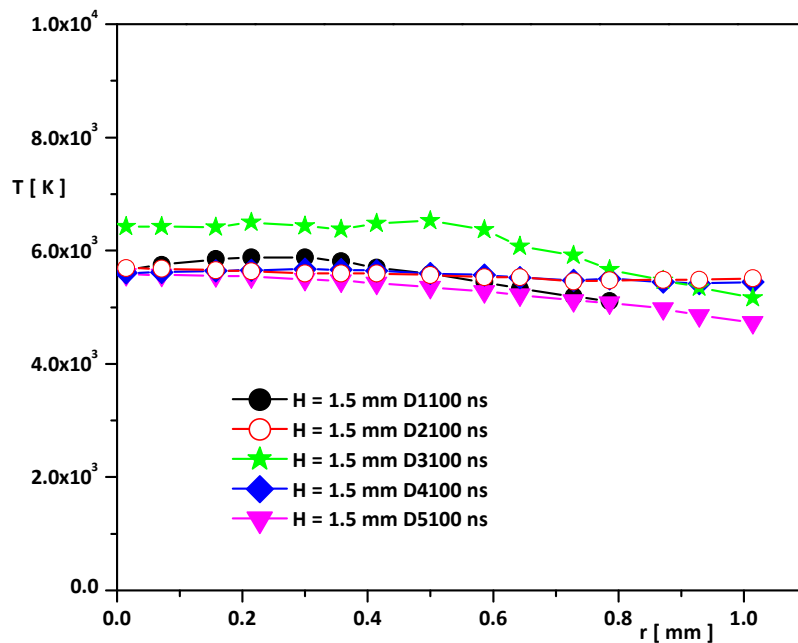
Slika 5.9. Tipičan grafik Boltzman-ove prave (BP) za linije Mg I.



Slika 5.10. Radijalna raspodela temperature na visini od 0.5 mm od površine mete, na vremenima kašnjenja od 2 i 3 μs nakon laserskog impulsa



Slika 5.11. Radijalna raspodela temperature na visini od 1 mm od površine mete, na vremenima kašnjenja od 1,2,3 μ s nakon laserskog impulsa



Slika 5.12. Radijalna raspodela temperature na visini od 1.5 mm od površine mete, na vremenima kašnjenja od 1,2,3,4,5 μ s nakon laserskog impulsa

5.2.2. *Određivanje elektronske temperature iz linija Al II*

Elektronska temperatura laserski indukovane plazme određena je i korišćenjem spektralnih linija Al II metodom BP. Kako su u pitanju jonske spektralne linije, one se u laserski indukovanoj plazmi mogu detektovati u ranijim vremenima, u konkretnom slučaju, za LIP na meti peleta i za LIP na meti alumine do oko $\sim 2.5 \mu\text{s}$. Linije Al II koje su korišćene za grafik BP u ovom radu date su u tabeli 5.2.

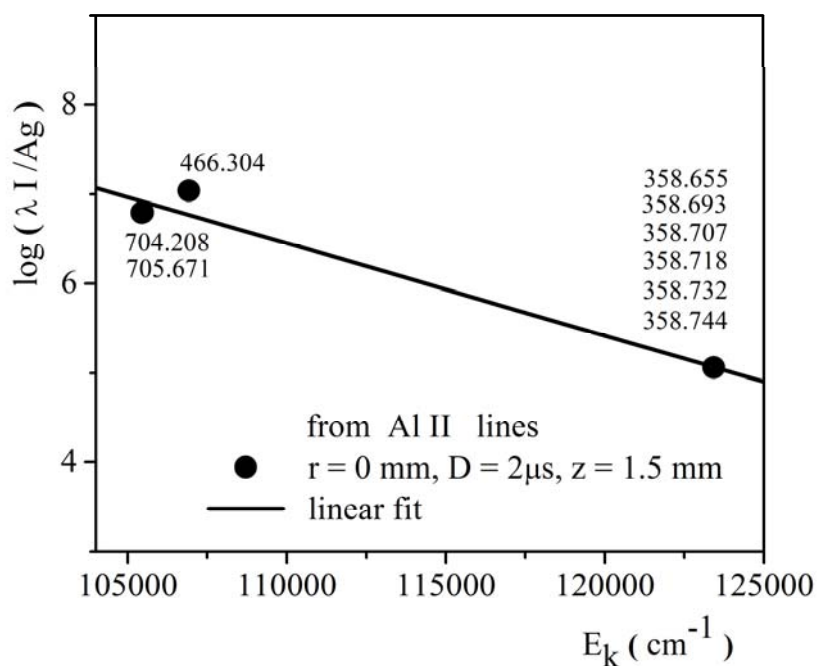
Za LIP na meti peleta ove linije snimljene su za vreme kašnjenja od $2 \mu\text{s}$ nakon laserskog impulsa, gde je vreme gate signala 200 ns , na visini od 1.5 mm od površine mete. Pri ovim uslovima ove linije se najbolje vide u smislu odnosa signal šum i odnosa intenziteta linije prema kontinuumu. Za LIP na meti peleta, snimljene Al II linije su Al II 704.9 nm , 358.69 nm , 466.30 nm . Kako bi se primenio metod BP za određivanje temperature, mora važiti pLTE. Primenom uslova važenja pLTE, jednačina 2.2.19 u glavi 2, za tipične eksperimentalne uslove ($N_e \approx 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T_e \approx 0.5 \text{ eV}$), za linije Al II, dobija se da je kritični glavni kvantni broj 2, te stoga Al II linije koje imaju gornji nivo sa glavnim kvantnim brojem ≥ 5 (osnovno stanje $3 +$ sledeći nivo Al II linije), mogu se koristiti za BP. Pregledom tabele 5.2, sa atomskim podacima za linije Al II koje su snimljene u LIP na meti peleta ovaj uslov nije ispunjen. Kako ostale Al II linije nisu detektovane u LIP na meti peleta, temperature određene iz ovih linija treba uzeti sa dozom rezerve iako je slaganje ovako dobijenih vrednosti temperatura sa temperaturama dobijenim korišćenjem Mg I linija za iste uslove snimanja u okviru eksperimentalne greške. Iz ovog poređenja može se zaključiti da je primena formule 2.2.19 pogodna za neutralne linije, dok je za jonske linije previše restriktivna i može se relaksirati [104]. Tipičan grafik BP korišćenjem intenziteta linija Al II za LIP na meti peleta dat je na slici 5.13. Odgovarajuća radijalna raspodela elektronske temperature data je na slici 5.14.

Za LIP na meti alumine, Al II linije snimljene su za vreme kašnjenja od $1 \mu\text{s}$ nakon laserskog impulsa, gde je vreme gate signala 100 ns , na visini od 1 mm od površine mete. Sve linije koje su date u tabeli 5.2. detektovane su pri ovim uslovima. Tipičan grafik BP korišćenjem ovih linija dat je na slici 5.15a, dok je radijalna raspodela T_e u LIP na meti alumine za vreme kašnjenja od $1 \mu\text{s}$ i na visini od 1 mm iznad površine mete data na slici 5.15b. Kako meta alumine ne sadrži Li, za koji se

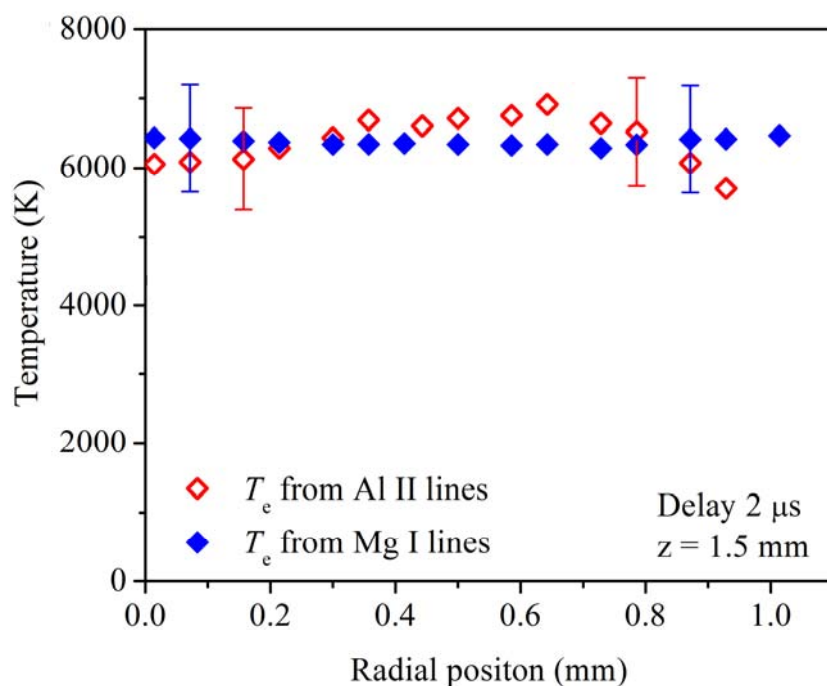
eksperimentalno zna da snižava elektronsku temperaturu plazme, vrednosti elektronske temperature su više ($\sim 11\ 000\ \text{K}$) u odnosu na temperature dobijene iz LIP na meti peleta ($\sim 6500\ \text{K}$).

Tabela 5.2. Niz prelaza (transition array), multiplet, talasna dužina, gornji energetski nivo, statistička težina gornjeg nivoa za spektralne linije Al II [54] koje su korišćene.

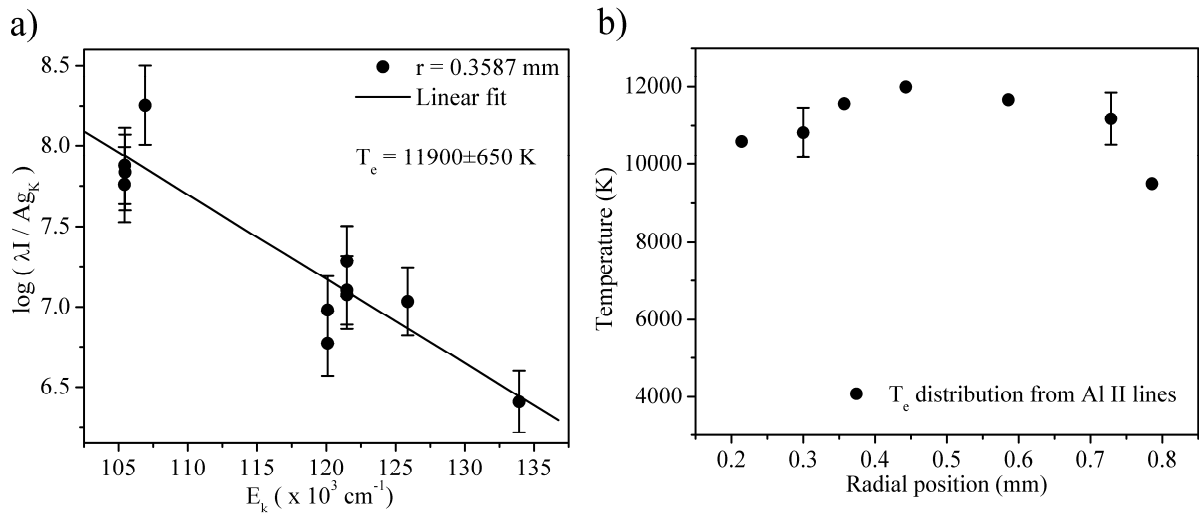
Br.	Transition array	Multiplet	Wavelength (nm)	E_k (cm^{-1})	g_k	A_{ki} (10^8s^{-1})	S (a.u)
1.	$3p^2-3s4p$	$^1D-^1P^0$	466.3046	106920.56	3	0.5314	
2.	$3s4s-3s4p$	$^3S-^3P^0$	704.21	105470.93	5	0.6019	51.9
			705.67	105441.50	3	0.6019	31.3
			706.37	105427.52	1	0.5968	10.4
3.	$3s3d-3s4f$	$^3D-^3F^0$	358.6557	123423.36	9	2.50	51.1
			358.6931	123420.45	7	2.86	4.56
			358.7072	123420.45	7	2.22	35.4
			358.7185	123418.48	5	0.00938	0.11
			358.7325	123418.48	5	0.40	4.56
			358.7445	123418.48	5	2.10	23.9
4.	$3s4p-3s5s$	$^3P^0-^3S$	681.689	120092.919	3	0.1147	5.3783
			682.34	120092.919	3	0.3458	16.261
			683.71	120092.919	3	0.5715	27.037
5.	$3s4p-3s4d$	$^3P^0-^3D$	622.6195	121464.252	3	0.6432	22.979
			623.1621	121464.252	3	0.4760	17.050
			623.1750	121463.920	5	0.8624	51.488
			624.3073	121464.252	3	0.03206	1.1547
			624.3203	121463.920	5	0.2845	17.079
			624.3367	121463.500	7	1.143	96.073
6.	$3s4p-3s4d$	$^1P^0-^1D$	559.33	124794.130	5	1.095	
7.	$3s4p-3s5d$	$^1P^0-^1D$	370.32	133916.368	5	0.3870	
8.	$3s3d-3s5p$	$^1D-^1P^0$	633.57	125869.040	3	0.1525	



Slika 5.13. Tipičan primer grafika BP za linije Al II snimljene u LIP na meti peleta.



Slika 5.14. Radijalna raspodela elektronske temperature, T_e , korišćenjem linija Al II. Uporedno je prikazana i radijalna raspodela temperature korišćenjem linija Mg I, za iste uslove na kojima su snimljene Al II linije: vreme kašnjenja (delay) $2 \mu\text{s}$ nakon laserskog impulsa, visina 1.5 mm od površine mete.



Slika 5.15. a) Tipičan primer grafika BP za linije Al II snimljene u LIP na meti alumine.
 b) Radijalna raspodela elektronske temperature korišćenjem linija Al II u LIP na meti alumine.

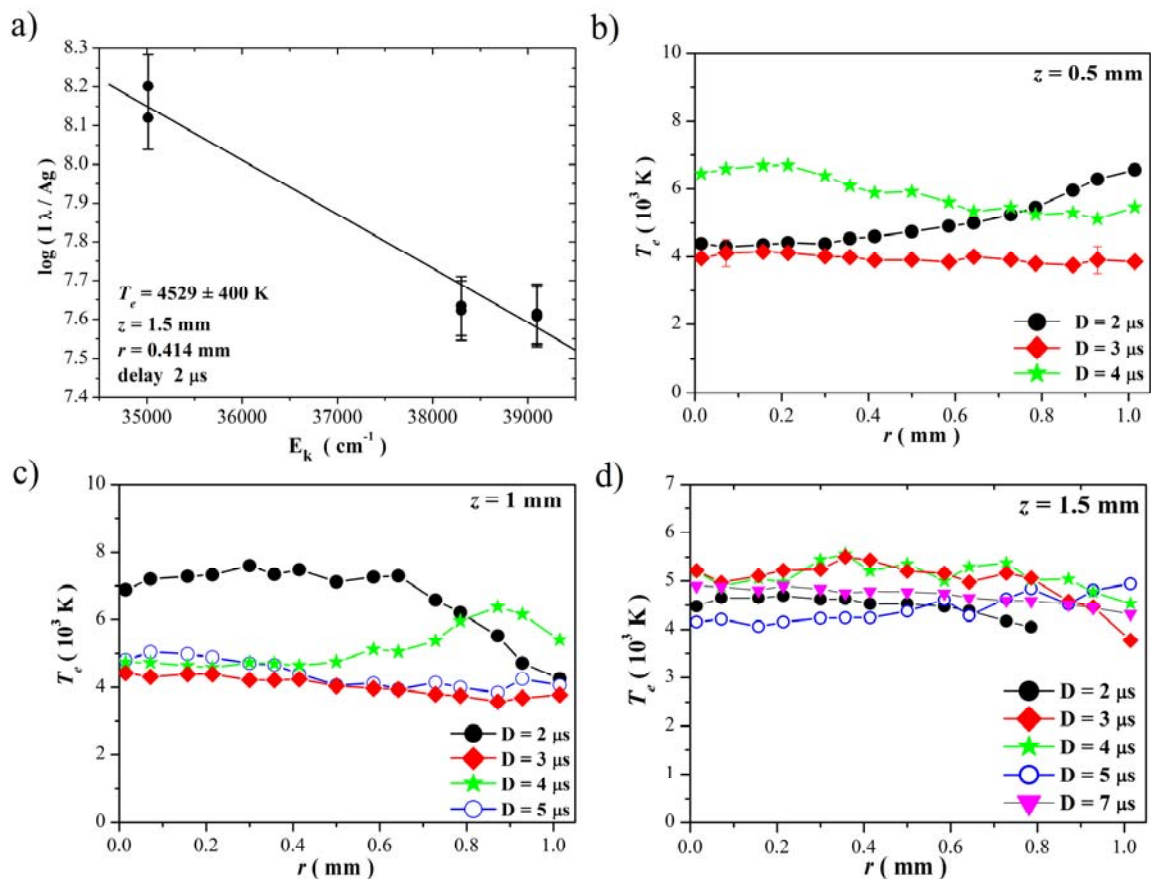
5.2.3. Određivanje elektronske temperature iz linija Li I

Kako bi se odredila temperatura iz linija Li I u LIP na meti peleta, potrebno je prvo razmotriti kriterijum važenja pLTE. Pregled linija Li I koje su snimljene u LIP na meti peleta dat je u tabeli 5.3. sa odgovarajućim atomskim podacima [53]. Primenom kriterijuma za pLTE, jednačina 2.2.19, kritični glavni kvantni broj je 2. Stoga sve spektralne linije Li I čiji je gornji kvantni nivo veći od 3 (osnovno stanje 1 + sledeći nivo) mogu se koristiti za određivanje T_e korišćenjem metode grafika BP. Iz tabele 5.3. može se videti da sve snimljene linije Li I zadovoljavaju pLTE uslov.

Tipičan grafik BP sa Li I linijama prikazan je na slici 5.16a, dok je radijalna raspodela T_e data na slikama 5.16b,c,d.

Tabela 5.3. Niz prelaza (transition array), multiplet, talasna dužina, gornji energetski nivo, statistička težina gornjeg nivoa za spektralne linije Li I [53] koje su korišćene.

Transition	Multiplet	Wavelength (nm)	E_i (cm^{-1})	E_k (cm^{-1})	g_k	A (10^8 s^{-1})	S
1. $1s^2 2p-1s^2 4s$	$^2P^\circ-^2S$	497.166	14 903.66	35 012.06	2	$3.460 \cdot 10^{-2}$	0.42
		497.175	14 904.00	35 012.06	2	$6.918 \cdot 10^{-2}$	0.84
2. $1s^2 2p-1s^2 5s$	$^2P^\circ-^2S$	427.307	14 903.66	38 299.50	2	$1.59 \cdot 10^{-2}$	0.122
		427.313	14 904.00	38 299.50	2	$3.17 \cdot 10^{-2}$	0.244
3. $1s^2 2p-1s^2 5d$	$^2P^\circ-^2D$	413.262	14 904.00	39 094.93	4	$1.81 \cdot 10^{-2}$	0.252
		413.262	14 904.00	39 094.94	6	$1.09 \cdot 10^{-1}$	2.27
		413.256	14 903.66	39 094.94	4	$9.04 \cdot 10^{-2}$	1.26



Slika 5.16. a) Tipičan grafik BP za Li I linije. Radijalne raspodele T_e za različita vremena kašnjenja (D) na različitim visinama od površine mete na kojima se vršilo snimanje LIP na meti peleta: b) $z = 0.5 \text{ mm}$, c) $z = 1 \text{ mm}$, d) $z = 1.5 \text{ mm}$

5.3. Određivanje elektronske gustine

Određivanje elektronske gustine laserski indukovane plazme izvršeno je korišćenjem poluširine spektralnih linija snimljenih u plazmi. Spektralne linije proširene su dominantno Stark-ovim efektom u LIP. Kao što je već rečeno u poglavlju 2, širenje spektralnih linija vodonika je najviše izučavano, te određivanje vrednosti elektronske gustine iz poluširine linija vodonika korišćenjem Stark-ovih teorijskih profila ima veliku tačnost. Međutim, u LIP vodonikova linija H_{α} je eksitovana i može se snimiti samo u ranijim vremenima evolucije laserski indukovane plazme (do $\sim 2.5 \mu\text{s}$). Neutralne linije vide se i na kasnijim vremenima i zbog toga su značajne za određivanje elektronske gustine.

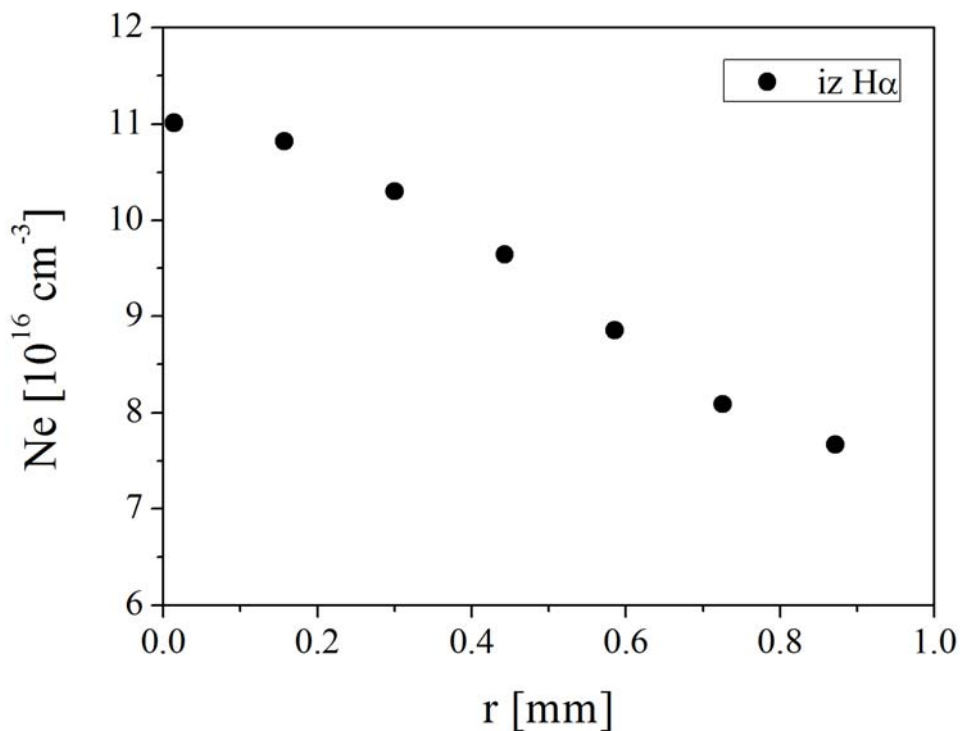
Kako bi se odredila elektronska gustina i njena radijalna raspodela na svim vremenima evolucije laserski indukovane plazme, kao i na različitim pozicijama od površine mete, korišćenjem spektralnih linija Mg I, Li I i Al II korišćenjem teorijskih vrednosti Stark-ovih parametara za ove linije, potrebno je ispitati slaganje eksperimentalnih vrednosti Stark-ovih parametara sa postojećim teorijskim podacima (G), (DSB), odnosno testirati ove teorije.

Način i kriterijumi merenja eksperimentalnih vrednosti Stark-ovih parametara, pre svega poluširine linije i pomeraja linije, kao i kritički pregled eksperimentalnih vrednosti koje se mogu naći u literaturi dat je u [10]. Pri određivanju eksperimentalnih vrednosti Stark-ovih parametara potrebno je prvo nezavisnom metodom odrediti elektronsku gustinu. Za nezavisnu metodu određivanja N_e najčešće se koriste spektralne linije vodonikove Balmer serije [78] ili helijumove linije sa zabranjenim komponentama. U skorije vreme, tehnika Thomson-ovog rasejanja takođe se koristi kao metoda određivanja N_e [105-107].

5.3.1. Određivanje elektronske gustine nezavisnom metodom

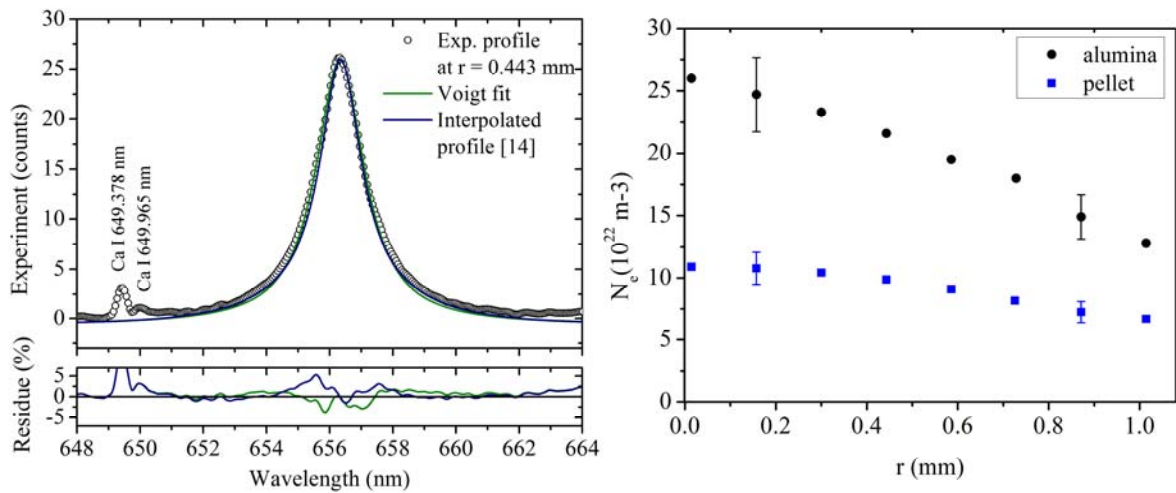
U uslovima koji vladaju u ovom eksperimentu izbor je bio veoma skroman i jedina Balmer-ova linija vodonika koja se mogla snimiti (u smislu zadovoljavajućeg odnosa intenziteta linije prema kontinuumu i prema šumu) bila je H_{α} linija. U slučaju

LIP na meti peleta, ova linija najbolje se videla na vremenu 2 μ s nakon laserskog impulsa na visini od 1.5 mm od površine mete. Elektronska gustina određena je iz linije H_α na način koji već opisan u poglavlju 4.5. Fitovanjem profila na različitim radijalnim pozicijama na spektralnom snimku dobijena je raspodela N_e na vremenu od 2 μ s i visini $z = 1.5$ mm od površine mete. Radijalna raspodela N_e prikazana je na slici 5.17.



Slika 5.17. Radijalna raspodela N_e određena iz H_α linije za vreme 2 μ s nakon laserskog impulsa i visini $z = 1.5$ mm od površine mete

U slučaju LIP na meti alumine, H_α linija snimljena je na odstojanju 1 mm od površine mete, u vremenu od 1 μ s nakon laserskog impulsa. Radijalna raspodela elektronske gustine dobijena fitovanjem ukupnog profila H_α linije prikazana je na slici 5.18.



Slika 5.18. a) Primer fita H_α linije. b) Radijalna raspodela elektronske gustine

5.3.2. Određivanje elektronske gustine iz linija Mg I

- Stark-ovi parametri linija Mg

Do nedavno, izvori plazme za proučavanje parametara Stark-ovog širenja bila su uglavnom gasna pražnjenja, videti npr. [10]. Nedavno je laserski proizvedena plazma privukla pažnju kao izvor plazme za proučavanje Stark-ovog širenja [9, 108-121]. Popularnost ovog izvora plazme proizilazi iz jednostavnosti eksperimentalne postavke i reproducibilnosti laserski proizvedene plazme sa čvrste mete, što je omogućilo proučavanje atomskih i jonskih linija mnogih elemenata (videti tabelu 5.4.). Ovo nije bilo moguće ili je teško izvodljivo u slučaju gasnih pražnjenja. Pored prednosti, laserski indukovana plazma ima i nekih mana kao izvor za proučavanje Stark-ovog širenja. Te mane uglavnom su vezane za moguću nehomogenost plazme koja može izazvati izobličenja linije i za samoapsorpciju linija. Posebna pažnja se treba posvetiti tim problemima.

Postoji svega nekoliko radova koji se bave Stark-ovim parametrima linija Mg I i Mg II. Izvor plazme u ovim radovima je gasno pražnjenje. Prvi eksperimenti sa Mg I i Mg II linijama izvedeni su u plazmi gasno stabilisanog luka na visokom pritisku [122,123].

Tabela 5.4. Hronološki pregled publikacija koje se bave Stark-ovim širenjem u laserski indukovanoj plazmi

Godina	Atomska vrsta	Ekperimentalna postavka	Ref.
1992	Mg I Al I	Impulsni Nd:YAG , 1064nm (10 mJ, 8 ns)	[108]
1993	Al I Al II	Nd:YAG , 1064 nm (200 mJ, 7 ns) $I = 7 \cdot 10^9 \text{ W/cm}^2$	[109]
	Fe I	CO2 laser, cw, power 15 kW	[110]
1995	Al III	Nd glass laser , 1054nm, $I = 10^{11} \text{ W/cm}^2$ Nd:YAG 1064 nm (8-10 ns), $I = 10^{10} - 10^{11} \text{ W/cm}^2$	[111]
1997	Zr II	Azotni laser 337 nm (20 mJ, 8-20 ns), $I = 108 \text{ W/cm}^2$	[112]
1999	Sn I Sn II	Q- switched Nd:YAG, 1064 nm (240 mJ, 7 ns), $I = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$	[113]
2005	Au II	Q- switched Nd:YAG, 1064 nm (160 mJ, 7 ns)	[114]
	Fe I	Q- switched Nd:YAG, 1064 nm (100 mJ, 4.5 ns)	[115]
2006	Pb II	Q- switched Nd:YAG, 1064 nm (275 mJ, 10 ns) , $I = 1.4 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$	[116]
	Fe I	Q- switched Nd:YAG, 1064 nm (100 mJ, 4.5 ns) , $I = 10 \text{ GW/cm}^2$	[117]
	Zn I Zn II	Q- switched Nd:YAG, 1064nm (450mJ, 5 ns) , 532nm (200 m J, 5 ns), 355nm (90 mJ, 5 ns)	[118]
2007	Fe II	Q- switched Nd:YAG, 1064 nm (100 mJ, 4.5 ns), $I = 15 \text{ GW/cm}^2$	[9]
2010	Si II	Q- switched Nd:YAG, 1064 nm (100 mJ, 4,5 ns)	[119]
2011	Fe II	Q- switched Nd:YAG, 1064 nm (100 mJ, 4,5 ns)	[120]
2013	Ni II	Q- switched Nd:YAG, 1064 nm (100 mJ, 4,5 ns)	[121]

Nedavna istraživanja Mg I linija [124] izvršena su u impulsnom luku na visokoj T_e ($\approx 52\,000$ K). Rezultati Stark-ovog širenja Mg II 448.12 linije dati su [122, 125, 126].

Posebna pažnja u ovom radu posvećena je liniji Mg I (multiplet $3s3p^3P^0 - 3s(2S)3d^3D$, $\bar{\lambda} = 383.53$ nm). Za ovu liniju pri uslovima koji vladaju u ovom eksperimentu javlja se efekat Debye-evog ekraniranja. Ukoliko bi se koristile eksperimentalne poluširine ili oblik linije za određivanje N_e , pri efektu Debye-evog ekraniranja, vrednosti N_e bile bi pogrešne. Uticaj Debye-evog ekraniranja nije uračunat u proračunima Greim-a, tj. teorijskog seta (G) Stark-ovih parametara datim u dodatku IV i V u [55]. Jednostavna aproksimativna formula za proračun korekcije Stark-ovih poluširina i pomeraja usled Debye-evog ekraniranja data je u uvodu u dodatku IV u [55]. U slučaju drugog seta teorijskih podataka koji se dosta koristi, koji su dali M. Dimitrijevic i S. Sahal-Bréchet (DSB) [101], efekat Debye-evog ekraniranja na poluširinu i pomeraj linija je uračunat. U ovim tabelama, DSB, pored vrednosti elektronske gustine i odgovarajućih vrednosti Stark-ove poluširine i pomeraja data je i konstanta C . Ova konstanta je povezana sa graničnom elektronskom gustinom $N_{granično} (\text{cm}^{-3}) = C / w_e$ (gde je w_e elektronska sudarna Stark-ova poluširina u Å za dato N_e). Za $N_e \leq N_{granično}$ linija se može smatrati izolovanom u centru linije čak i ako slaba zabranjena komponenta počinje da se javlja. Preko $N_{granično}$ linije nije više izolovana, zabranjena komponenta postaje jaka u odnosu na dozvoljenu, aproksimacija izolovanosti linije [55] više ne važi i vrednosti iz tabela se ne mogu koristiti.

Efekat Debye-evog ekraniranja počinje da utiče na oblik linije kada god u blizini gornjeg energetskog nivoa posmatrane linije, postoji blizak perturbacioni nivo ili nivoi. Perturbacioni nivo je energetski nivo sa dozvoljenim dipolnim prelazom na gornji/donji nivo ili sa gornjeg/donjeg nivoa posmatrane linije. Da bi se procenilo kada efekat Debye-evog ekraniranja ima uticaj, treba videti sledeću aproksimaciju izolovanosti linije [55]

$$\Delta E_{jj'} \gg \omega_{plasma\ freq.} \quad (5.3.1)$$

gde je $\Delta E_{jj'}$ u talasnim brojevima (cm^{-1}) energetski razmak između perturbovanog nivoa j i sledećeg interagujućeg nivoa j' , a $\omega_{plasma\ freq.}$ u talasnim brojevima (cm^{-1}) je plazma frekvencija [55] data sa

$$\omega_{plasma\ freq.} = 2.995 \cdot 10^{-7} \cdot N_e^{1/2} \quad (5.3.2)$$

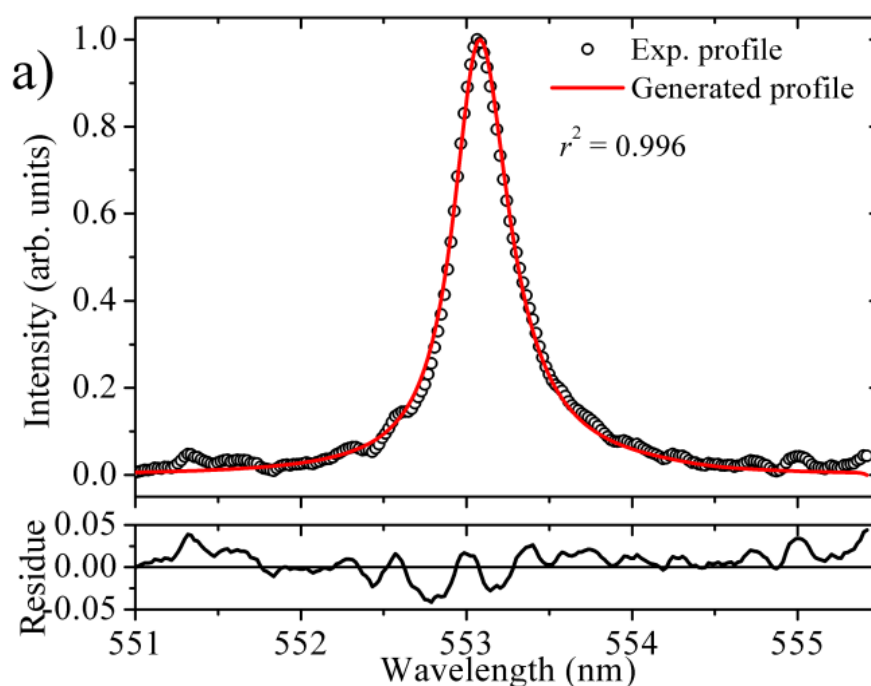
Kako gornji energetski nivo posmatranog prelaza i uglavnom ima bliže perturbacione nivoe nego donji energetski nivo f , upoređivanje $\Delta E_{ii'}$ i $\omega_{plasma\ freq.}$ za tipične uslove koji vladaju u ovom eksperimentu $N_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ dato je u tabeli 5.5. zajedno sa granicom Debye-evog ekraniranja $N_{granično}$ DSB rezultata [101].

Tabela 5.5. Energetska razdvojenost gornjeg E_i i najbližeg perturbacionog nivo $E_{i'}$ označena sa $\Delta E_{ii'}$. Plazma frekvencija $\omega_{plasma\ freq.} = 94.7 \text{ [cm}^{-1}]$ za $N_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. U poslednjoj koloni $N_e = N_{granično}$ je određeno iz konstante C [101].

Talasna dužina (nm)	E_i	$E_{i'}$	$\Delta E_{ii'}$ (cm^{-1})	$N_{granično}$ (10^{18} cm^{-3})
Mg I 383.53	$3s(^2S)3d^3D$	$3s4p^3P^0$	106	1.02
Mg I 552.84	$3s(^2S)4d^1D$	$3s4f^1F^0$	1542	13.5
Mg I 470.29	$3s(^2S)5d^1D$	$3s5f^1F^0$	896	2.83
Mg II 448.12	$2p^64f^2F^0$	$2p^64d^2D$	489	3.65

Iz tabele 5.5. očigledno je da uslov izolovanosti nije ispunjen za Mg I multiplet $\bar{\lambda} = 383.53 \text{ nm}$ i korekcija na Debye-ev efekat se mora primeniti u slučaju G seta podataka.

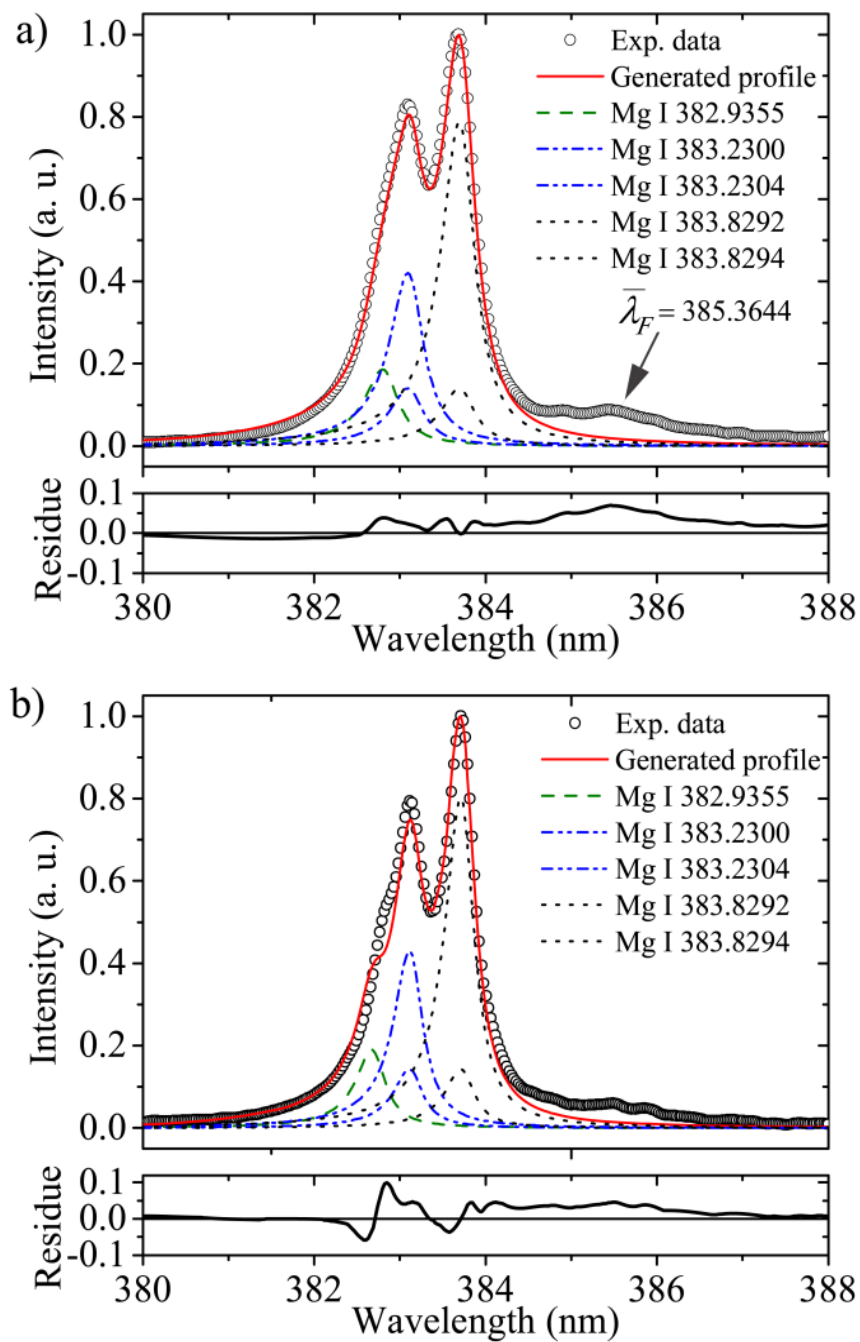
Određivanje eksperimentalnih vrednosti poluširina Mg linija opisano je u glavi 4.3 i 4.4. Primer fitova linija dat je na slici 5.19. za liniju Mg I 552.8 nm i na slici 5.20 za liniju multipleta Mg I 383.53 nm. Ovako određene eksperimentalne vrednosti Stark-ove poluširine za vrednosti elektronske gustine određene iz H_α linije na istim radijalnim pozicijama ucrtane su na slici 5.21 [102]. Eksperimentalne poluširine, skalirane na vrednost $N_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ u zavisnosti od temperature date su na slici 5.22. [102].



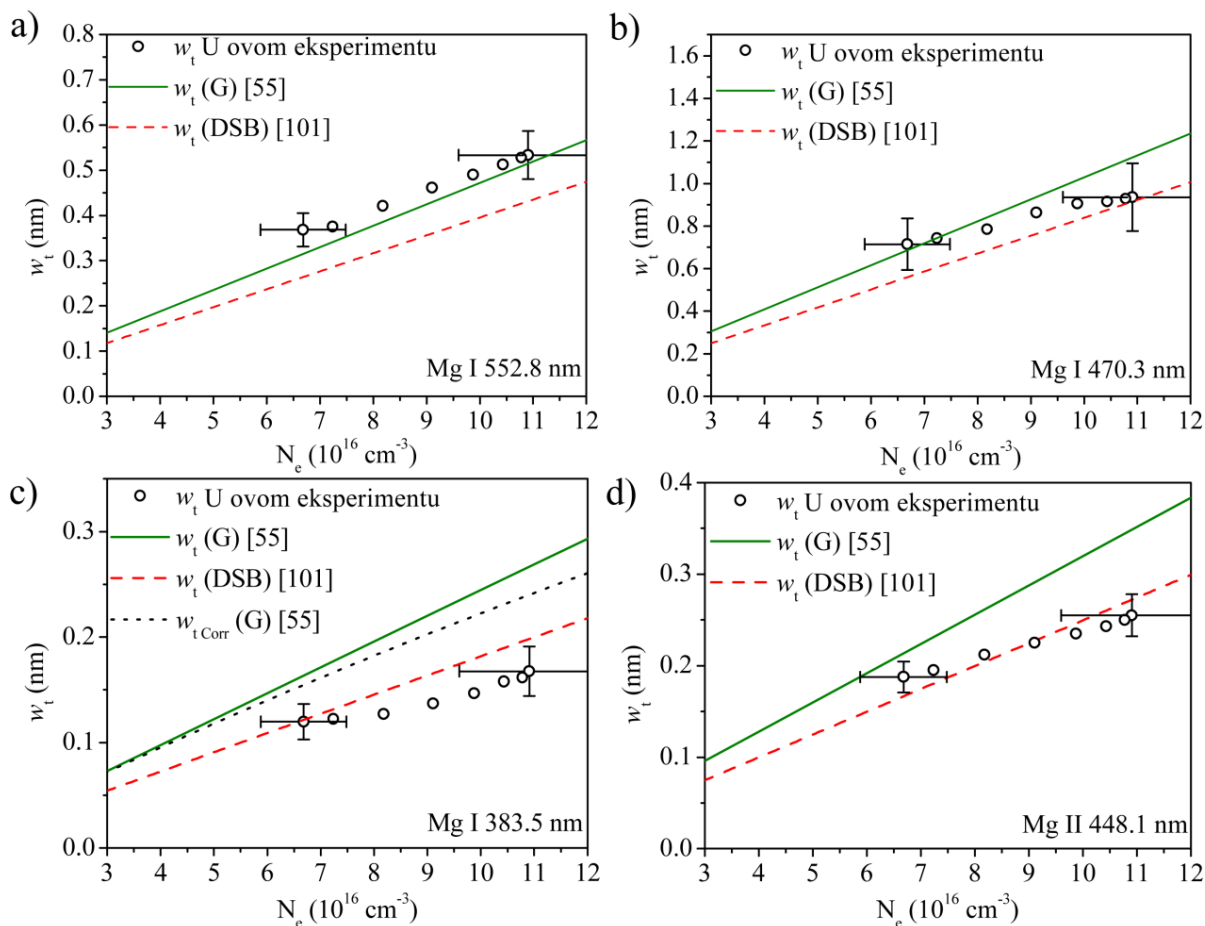
Slika 5.19. Tipičan fit linije Mg I 552.8 nm

Slaganje eksperimentalnih i teorijskih vrednosti je oko 20%. Za linije Mg I 552.84 nm i 470.29 nm slaganje sa teorijskim podacima G je bolje. Za liniju Mg I 383.53 slaganje je bolje sa DSB rezultatima korigovanim na efekat Debye-evog ekraniranja od strane autora [101]. Korekcija na Debye-evo ekraniranje koja je data u dodatku IV u [55] za G podatke uneta je u teorijske krive na slikama 5.20 i 5.21. Isprekidanom linijom data je korigovana vrednost (slika 5.21c i 5.22c.). Ovde treba reći da autori DSB podataka daju samo elektronsku sudarnu poluširinu. Radi upoređivanja sa G podacima gde su date pune Stark-ove poluširine (elektronsko + jonsko širenje), parametar jonskog širenja A uzet je iz G seta podataka po preporuci autora [102]. Na slici 5.21. uključene su i eksperimentalne vrednosti koje se mogu naći u literaturi [122 - 126].

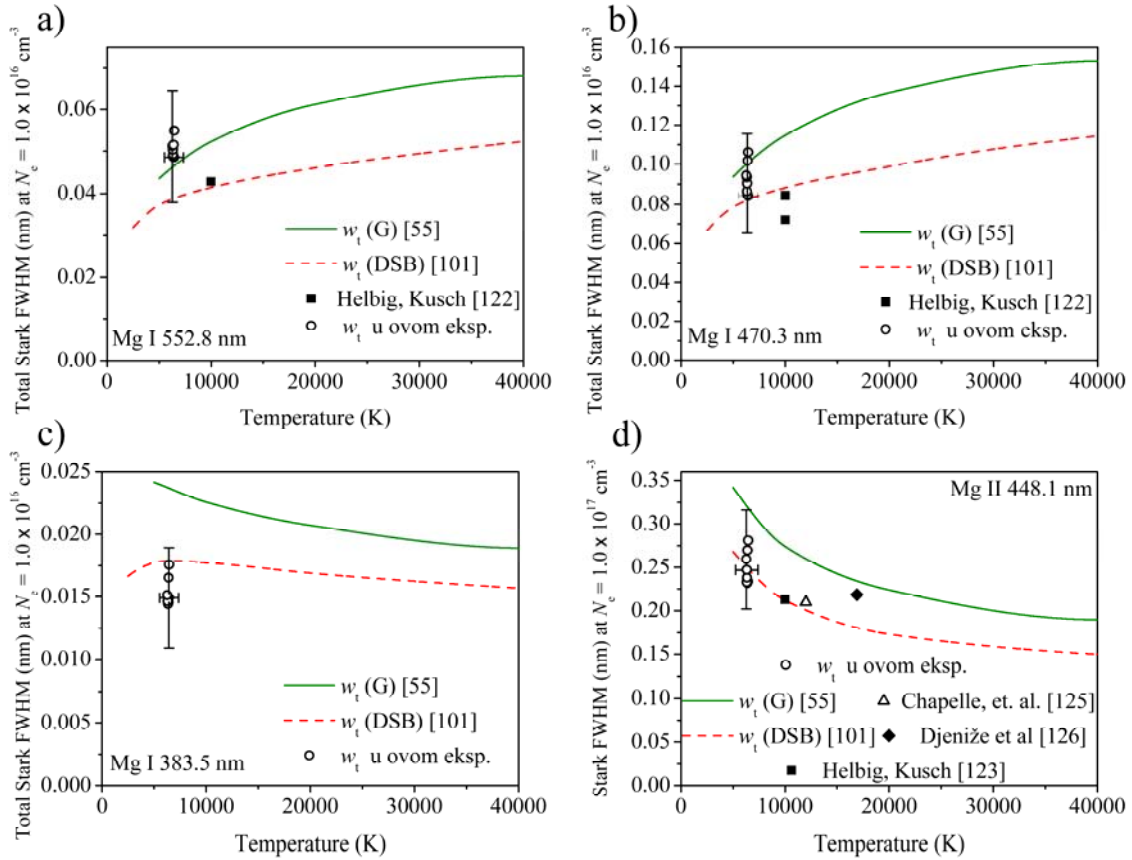
Eksperimentalni Stark-ovi parametri dati su u vidu tabele 5.6., gde su upoređeni sa G i DSB setom podatka. Kolona 8 i 9 u tabeli 5.6. predstavljaju odnos eksperimentalno određenih poluširina sa teorijskim vrednostima poluširina, w_m/w_{th} za dato N_e i T_e .



Slika 5.20. Tipičan fit linije Mg I 383.53 nm a) za slučaj veće elektronske gustine kada je Debye-evo ekraniranje značajno, b) slučaj niže elektronske gustine, kada je uticaj Debye-evog ekraniranja dosta manji.



Slika 5.21. Eksperimentalne Stark-ove poluširine Mg I i Mg II linija u zavisnosti od N_e , za temperaturski opseg 6200 – 6500 K. Teoretski podaci: G – puna zelena linija, DSB – isprekidana crvena linija. Teorijski podaci koji se koriste za upoređivanje izračunati su za elektronsku temperaturu od 6370 K za sve linije.

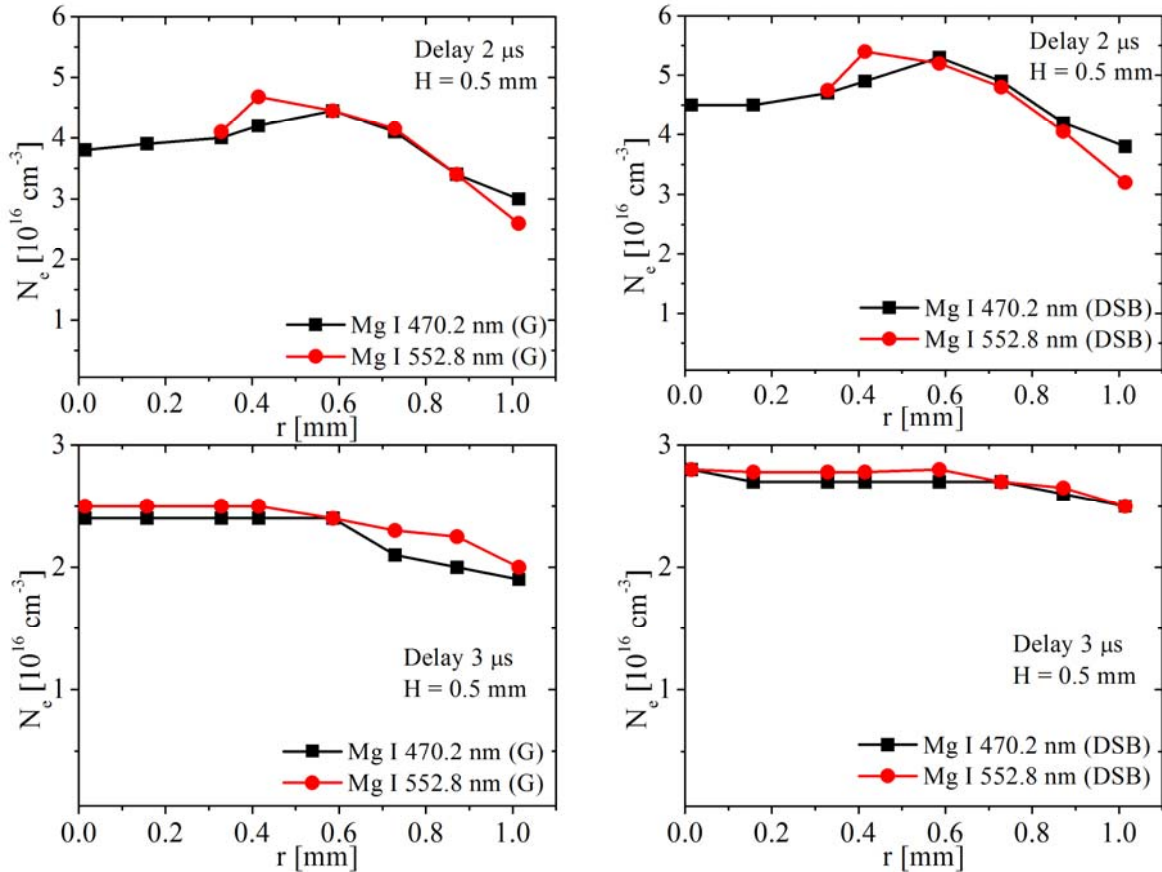


Slika 5.22. Ukupna Stark-ova poluširina (elektronsko + jonsko širenje) u zavisnosti od temperature za Mg I i Mg II linije. Stark-ove poluširine atomskih linija normalizovane su na vrednost $N_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, dok su poluširine jonske linije normalizovane na vrednost $N_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Tabela 5.6. Parametri Stark-ovog širenja za Mg I i Mg II linije. Teorijske vrednosti za Mg I 383.53 nm su korigovane na efekat Debye-evog ekraniranja za G podatke, dok su podaci za DSB korigovani od strane autora. Sve poluširine unutar multipleta 383.53 imaju iste poluširine te su stoga date za jednu vrednost parametara N_e i T_e . Poslednja kolona (Acc. - tačnost) – označava klasu tačnosti B (neodređenost u okviru $\pm 30\%$) [102]→

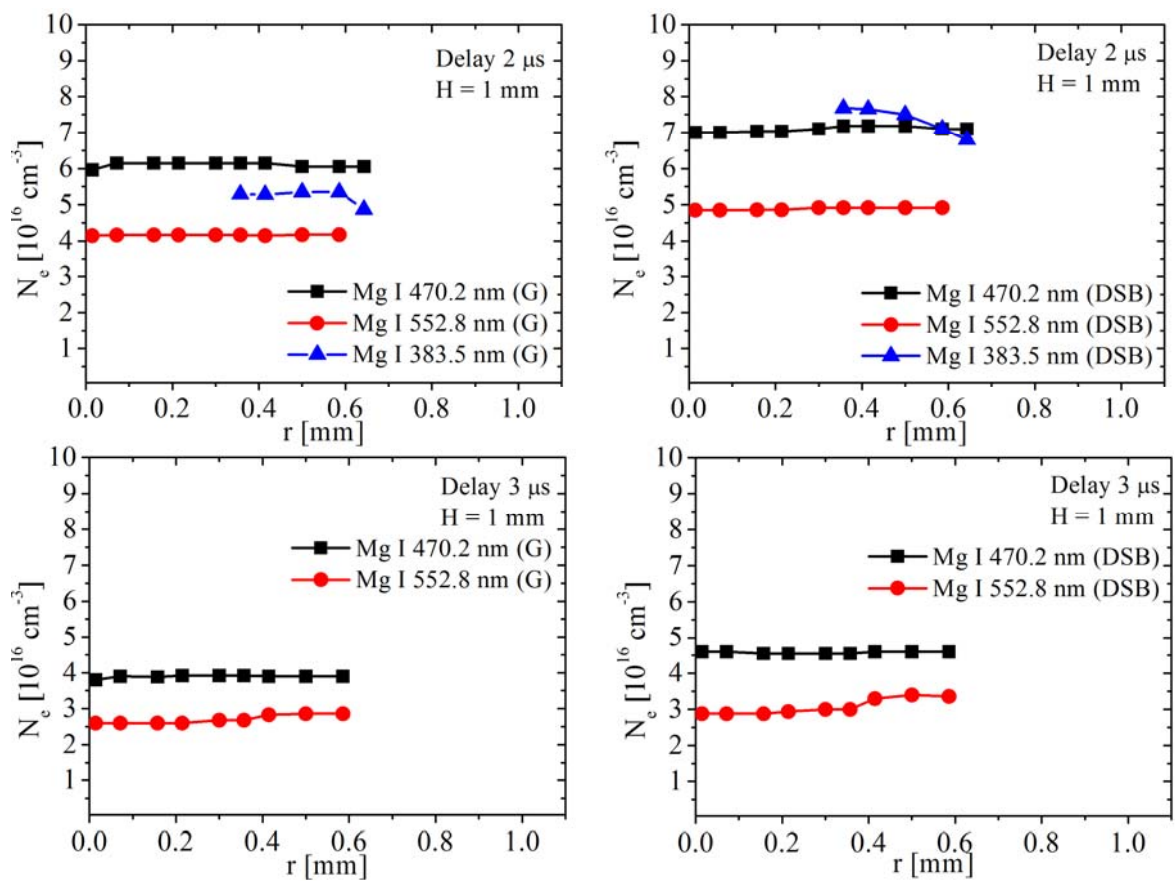
	Niz prelaza	Multiplet	Talasna dužina (nm)	Temperatura (K)	Elektronska gustina (10^{17} cm^{-3})	w_m (nm)	w_m/w_{th} (G)	w_m/w_{th} (DSB)	Acc.
Mg I	$3s3p - 3s(^2S)3d$	$^3P^0 - ^3D$ (3)	383.53	6434	1.09	0.17	0.70	0.83	B
				6389	1.08	0.16	0.68	0.81	B
				6340	1.04	0.16	0.68	0.82	B
				6355	0.99	0.15	0.67	0.81	B
				6326	0.91	0.14	0.67	0.82	B
				6287	0.82	0.13	0.68	0.85	B
				6412	0.72	0.12	0.73	0.92	B
	6464	0.67	0.12	0.77	0.98	B			
	$3s3p - 3s(^2S)4d$	$^1P^0 - ^1D$ (9)	552.84	6434	1.09	0.53	1.03	1.23	B
				6389	1.08	0.53	1.04	1.24	B
				6340	1.04	0.51	1.04	1.24	B
				6355	0.99	0.49	1.05	1.26	B
				6326	0.91	0.46	1.08	1.28	B
				6287	0.82	0.42	1.10	1.31	B
				6412	0.72	0.37	1.10	1.31	B
	6464	0.67	0.37	1.16	1.39	B			
	$3s3p - 3s(^2S)5d$	$^1P^0 - ^1D$ (11)	470.29	6434	1.09	0.93	0.83	1.02	B
				6389	1.08	0.93	0.84	1.03	B
				6340	1.04	0.91	0.85	1.05	B
				6355	0.99	0.90	0.89	1.09	B
				6326	0.91	0.86	0.92	1.13	B
6287				0.82	0.78	0.94	1.15	B	
6412				0.72	0.74	1.00	1.22	B	
6464	0.67	0.71	1.04	1.27	B				
MgII	$3d - 4f$	$^2D - ^2F^0$ (4)	448.12	6434	1.09	0.25	0.73	0.94	B
				6389	1.08	0.25	0.73	0.93	B
				6340	1.04	0.24	0.73	0.93	B
				6355	0.99	0.23	0.74	0.95	B
				6326	0.91	0.22	0.77	0.99	B
				6287	0.82	0.21	0.81	1.03	B
				6412	0.72	0.19	0.84	1.08	B
6464	0.67	0.19	0.88	1.13	B				

- Raspodela elektronske gustine određene iz Mg linija

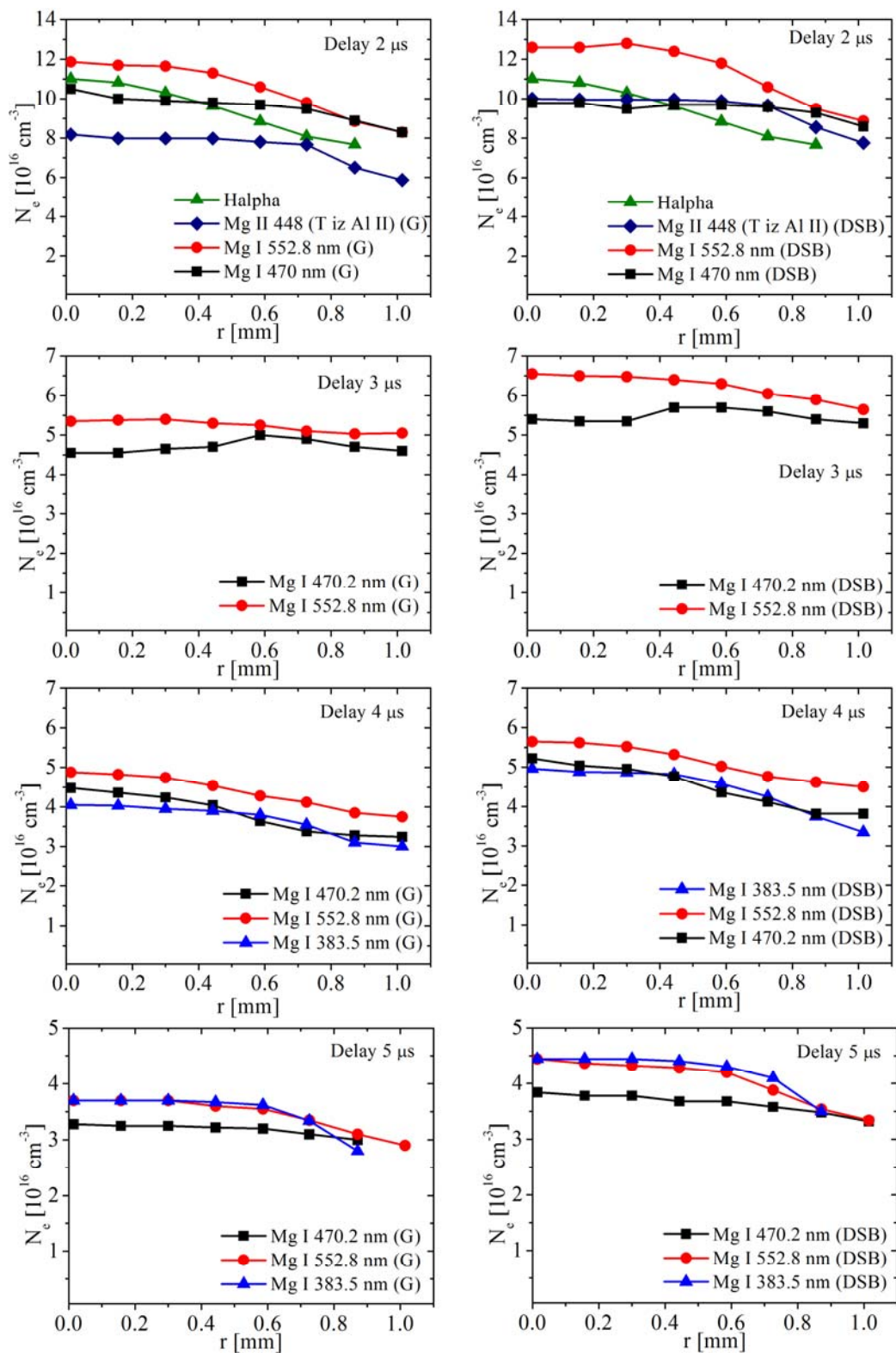


Slika 5.23. Raspodela koncentracije $H = z = 0.5 \text{ mm}$

Raspodela elektronske gustine određena je na različitim visinama od površine mete i na različitim vremenima nakon laserskog impulsa i prikazana je na slikama 5.23-5.25. Vrednosti elektronske gustine određene su iz najboljih fitova linija na različitim radialnim pozicijama, uz pomoć programa opisanog u glavi 4, korišćenjem oba seta dostupnih Stark-ovih teorijskih parametara, G i DSB.



Slika 5.24. Raspodela koncentracije $z = 1 \text{ mm}$



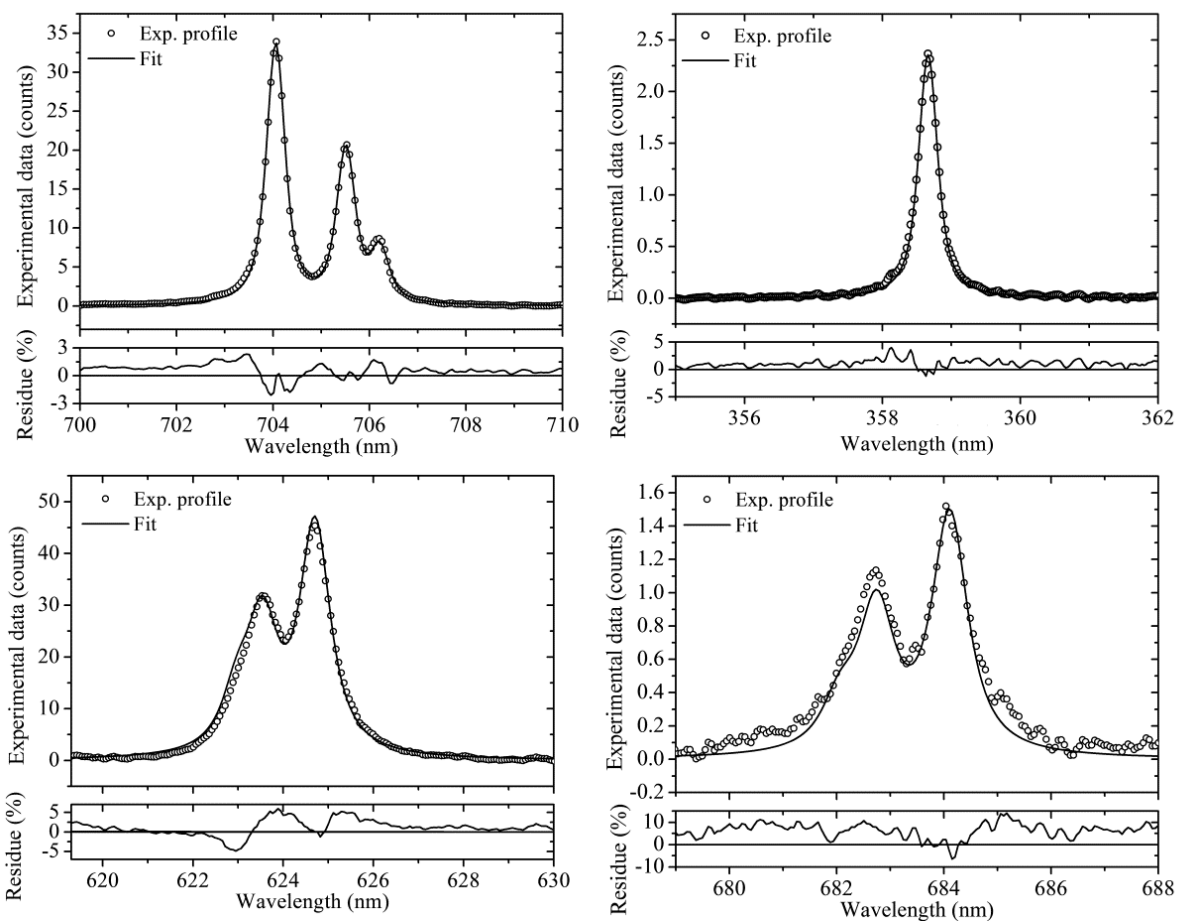
Slika 5.25. Raspodela koncentracije $z = 1.5 \text{ mm}$

5.3.3. Stark-ovi parametri Al II linija

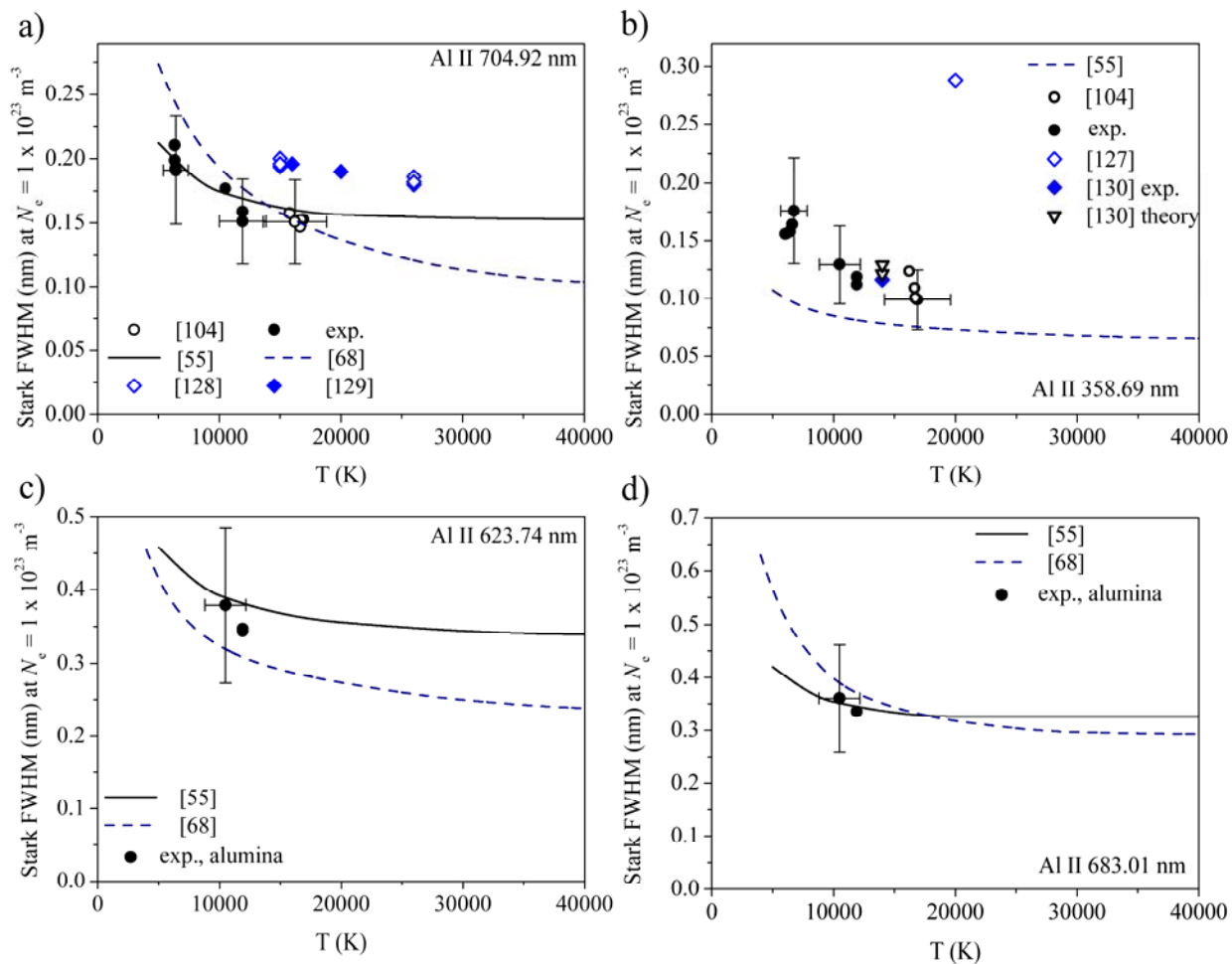
Spektralne linije jednostruko jonizovanog aluminijuma, Al II, snimljene su u plazmi nastaloj na meti peleta i u plazmi nastaloj na alumini (slika 5.2.) na atmosferskom pritisku. Kako su ovo jonske linije, njihovo vreme života u plazmi je relativno kratko, tj. mogu se snimiti samo u početnim vremenima do oko 2 μ s. U plazmi nastaloj nad metom peleta snimljene su na vremenu od 2 μ s nakon laserskog impulsa na visini od 1.5 mm iznad mete, dok su u plazmi nastaloj nad aluminom snimljene u vremenu od 1 μ s nakon laserskog impulsa na visini od 1 mm od površine alumine. Pogodne su za dijagnostiku plazme, jer su multipleti (Al II 704.9 nm), tj. ispitivanjem odnosa intenziteta između komponenti unutar multipleta može se proceniti da li na njih utiče samoapsorpcija [7,8].

Multipleti Al II 704.92 nm, 358.70 i linija Al II 466.30 snimljene su i u plazmi nastaloj nad peletom i nad aluminom, dok su linije Al II 623.74 nm i Al II 683.01 nm snimljene samo u plazmi nad aluminom. Fitovanjem ukupnog profila linija Al II određene su njihove Stark-ove poluširine procedurom koja je opisana u glavi 4, na istim radijalnim pozicijama za koje je određen elektronska gustina. Tipični fitovi Al II linija dati su na slici 5.26.

Upoređivanje Stark-ovih parametara sa postojećim teorijskim podacima G [55] i rezultatima modifikovane semiempirijske formule (MSE) [68] dato je na slici 5.27. Takođe su na slici uneti podaci eksperimentalnih Stark-ovih poluširina iz literature [127-130].



Slika 5.26. Eksperimentalni profili linije zajedno sa najboljim fit profilima. Za proračun fit profila pretpostavljeno je da sve linije unutar multipleta imaju iste Stark-ove poluširine [7,8].



Slika 5.27. Stark-ove poluširine u zavisnosti od elektronske temperature za Al II linije a) 704.92 nm, b) 358.69 nm, c) 623.74 nm, d) 683.01 nm. Stark-ove poluširine za Al II linije normalizovane su za $N_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Tabela 5.7. Eksperimentalne vrednosti Stark-ovih parametara Al II linija u ovom radu. Teorijske vrednosti uzete za upoređivanje su iz [55] – G set podataka i [68] – po MSE formuli. Sve linije unutar multiplleta imaju iste poluširine.

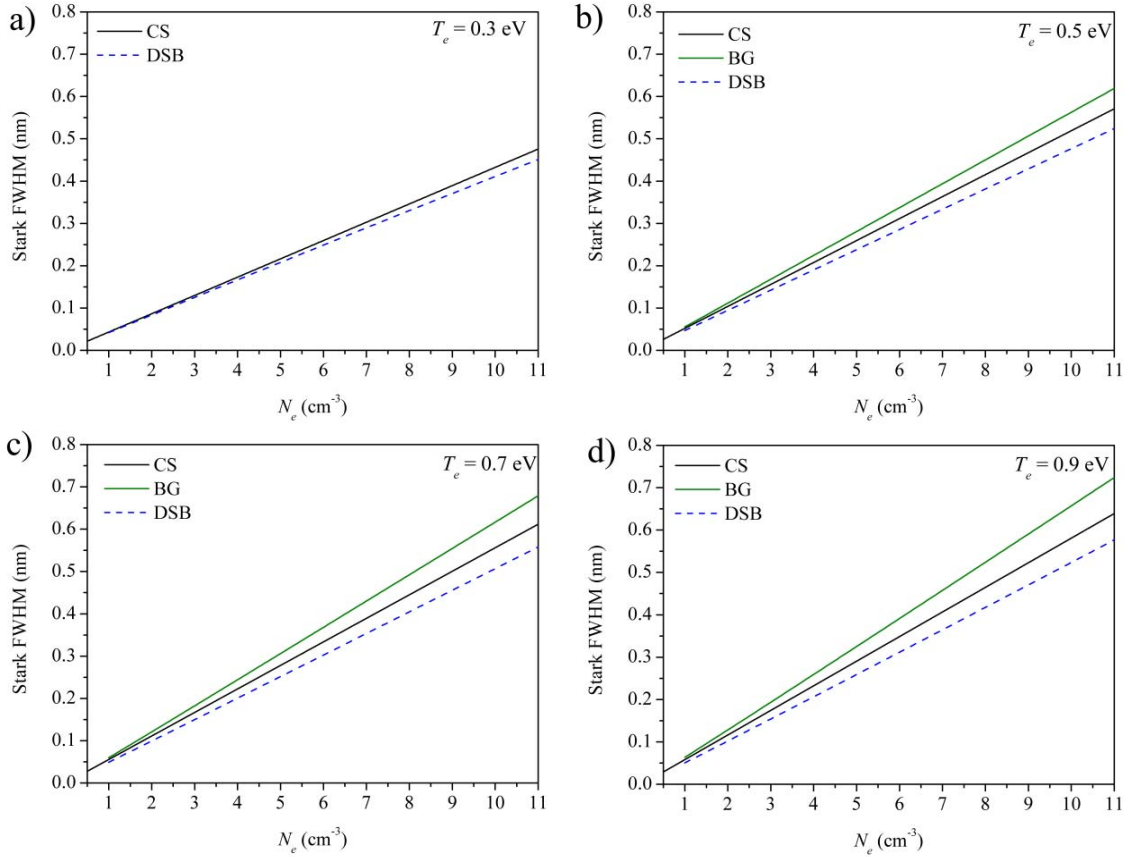
Transition Array	Multiplet	Wavelength (nm)	Temperature (K)	Electron density (10^{23} m^{-3})	w_m (nm)	w_m/w_{th} (G)	w_m/w_{th} (MSE)	Acc (%)
3s4s- 3s(² S)4p	³ S – ³ P ⁰	704.92	6400	1.1	0.21	0.96	0.79	26
			6400	1.1	0.21	0.97	0.79	26
			6300	1.0	0.21	0.99	0.81	26
			6400	1.0	0.21	1.05	0.86	26
			6400	1.1	0.21	0.96	0.79	26
			11900	2.3	0.35	0.89	0.85	28
			11900	2.2	0.34	0.94	0.90	28
			10500	2.0	0.34	1.02	0.94	28
3s3d- 3s(² S)4f	³ D – ³ F ⁰	358.69	6400	1.1	0.17		1.59	30
			6400	1.1	0.17		1.58	30
			6300	1.0	0.16		1.60	30
			6400	1.0	0.16		1.66	30
			6800	0.9	0.16		1.82	30
			11900	2.3	0.26		1.37	30
			11900	2.2	0.26		1.46	30
			10500	2.0	0.25		1.54	30
3s4p- 3s(² S)4d	³ P ⁰ – ³ D	623.74	11900	2.3	0.81	0.91	1.13	32
			11900	2.2	0.74	0.90	1.12	32
			10500	2.0	0.74	0.97	1.19	32
3s4p- 3s(² S)5s	³ P ⁰ – ³ S	683.01	11900	2.2	0.72	0.97	0.90	32
			10500	2.0	0.70	1.02	0.92	32

5.4. Atomska linija litijuma 460.28 nm sa zabranjenom komponentom

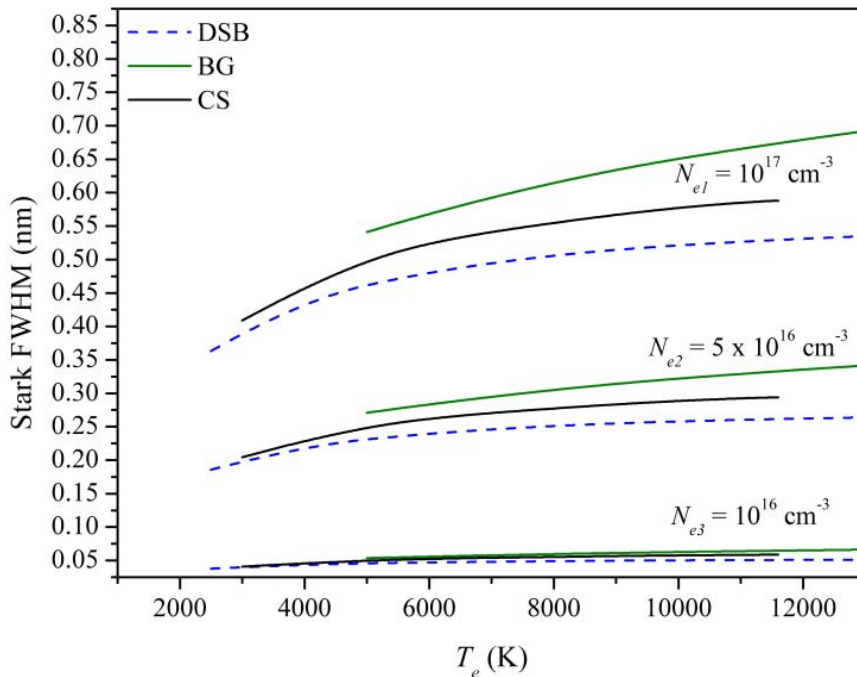
Kao što je već rečeno u glavi 2, linije sa zabranjenim komponentama zbog svog kompleksnog oblika pružaju mogućnost tačnog određivanja elektronske gustine. One pružaju i mogućnost lakšeg i bržeg određivanja elektronske gustine. Naime, korišćenjem razmaka koji se može izmeriti između maksimuma dozvoljene i zabranjene komponente, s , može se lako odrediti koncentracija. Ukoliko postoji slaba samoapsorpcija ona uglavnom utiče na intenzitete dozvoljene komponente ali ne i na razmak između dozvoljene i zabranjene komponente, te stoga korišćenje razmaka za određivanje N_e nije zavisno od uticaja samoapsorpcije. Oblik linije pruža i druge parametre linije koji su zavisni od N_e . Jedan od parametra linije koji se može koristiti je odnos intenziteta zabranjene (F) i dozvoljene komponente (A), tj. odnos F/A . Može se meriti i ukupna poluširina linije FWHM (zabranjena + dozvoljena) i iz nje odrediti N_e . Svi ovi parametri mogu se koristiti samo ako postoje teorijske zavisnosti ovih parametara od elektronske gustine. Takođe ove teorijske zavisnosti trebaju biti testirane u smislu da je elektronska gustina određena nekom drugom nezavisnom metodom. Cilj ovog poglavlja je testiranje teorijskih zavisnosti parametara linije s , F/A , $FWHM$ za liniju Li I 460.28 nm sa zabranjenom komponentom u zavisnosti od N_e .

U tu svrhu metodom kompjuterske simulacije izračunati su profili linija Li I 460.28 nm za opseg koncentracija koji postoji u ovom eksperimentu $(0.5 - 11) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ i srednju vrednost temperature od 5800 K [89,90,131]. Iz ovih teorijskih profila određene su teorijske zavisnosti s , F/A i $FWHM$ od N_e . Kako bi se ove zavisnosti testirale, upoređene su sa eksperimentalnim vrednostima parametara linije s , F/A i $FWHM$. Elektronska gustina treba da se odredi nekom nezavisnom metodom. Kako se linije Li I vide najbolje na kasnijim vremenima u smislu odnosa signal-šum i intenziteta linije prema kontinuumu, na tim kasnijim vremenima nema standardnih linija za nezavisno određivanje elektronske gustine kao npr. linije H α . Stoga je za izbor određivanja elektronske gustine nezavisnom metodom izabrana druga atomska linija litijuma Li I 497.17 nm. Za ovu liniju postoje teorijski podaci Stark-ovih parametara koje su dali G i DSB. Kako bi proverili konzistentnost ovih teorijskih podataka, metodom kompjuterske simulacije [89,90,131] izračunati su profili linije Li I 497.17 nm

za isti opseg N_e kao i Li 460.28 nm za $T_e = 0.3, 0.5, 0.7$ i 0.9 eV. Uporedni prikaz zavisnosti teorijskih vrednosti Stark-ovih poluširina od N_e dat je na slici 5.28.

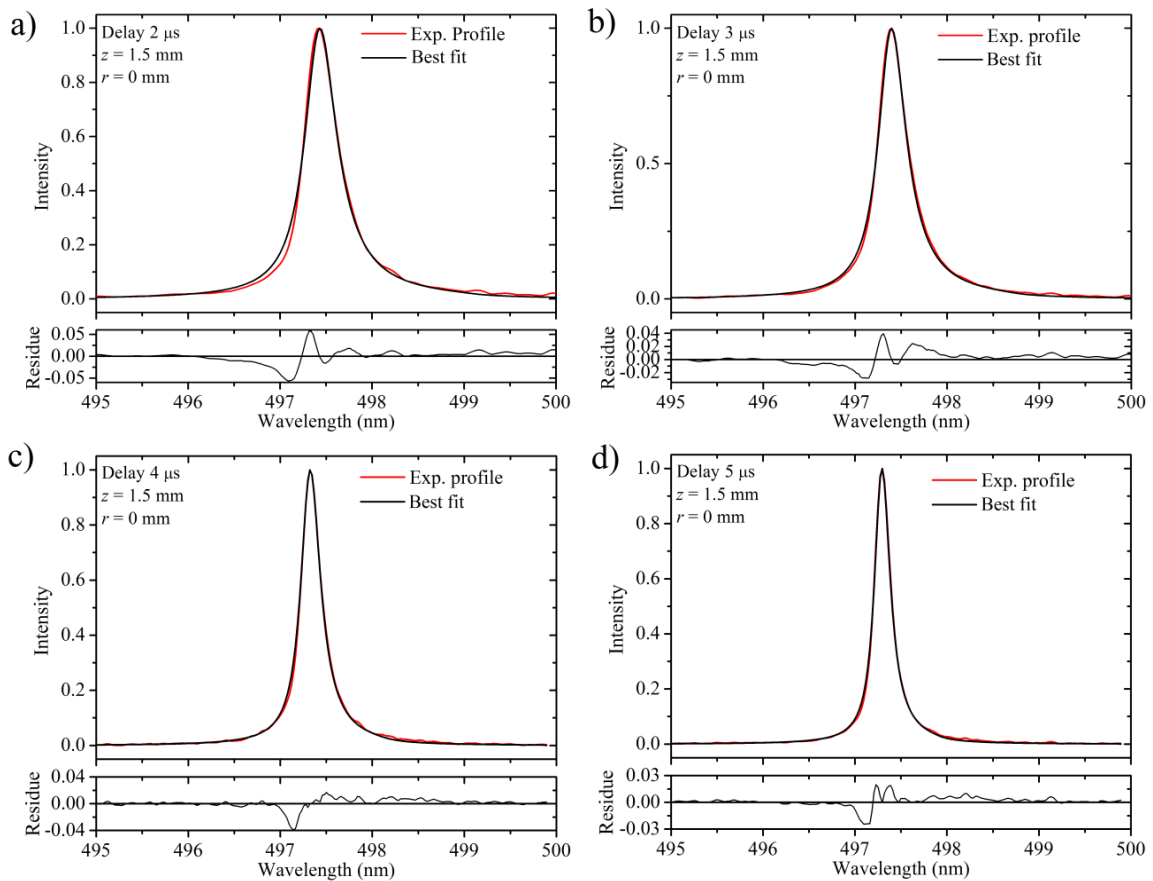


Slika 5.28. Upoređivanje teorijskih punih Stark-ovih poluširina (elektronsko + jonsko širenje) u zavisnosti od N_e za različite temperature za Li I 497.17 nm; plava isprekidana linija – podaci autora Dimitrijević-Sahal-Brechot (DSB)[101], zelena linija – podaci autora Bennet i Griem (BG) [55], crna linija – podaci autora E. Stambulchik dobijeni kompjuterskom simulacijom (CS) [89,90,131].



Slika 5.29. Poređenje teorijskih zavisnosti Stark-ovih poluširna linije Li I 497.17 nm (elektronsko+jonsko širenje) od temperature za različite vrednosti N_e . Oznake su iste kao na slici 5.28.

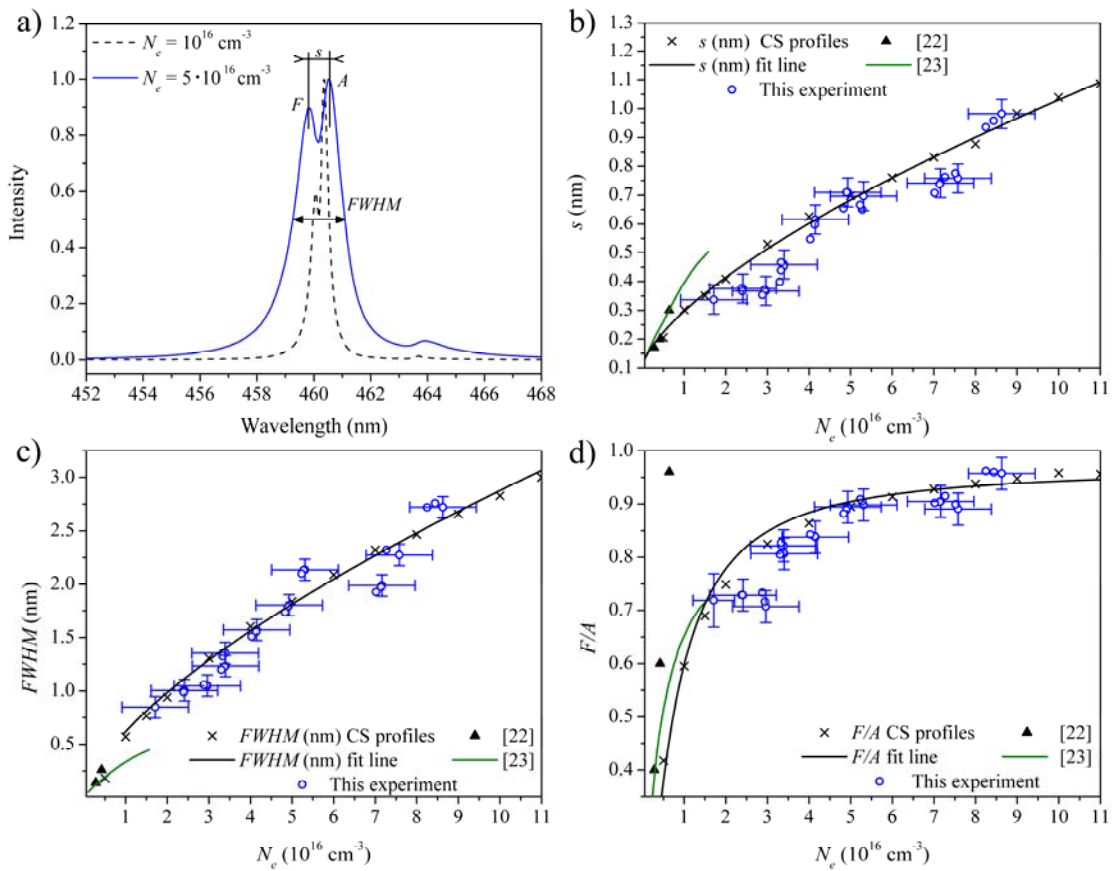
Sa slike 5.28. i 5.29. poređenjem teorijskih zavisnosti vidi se da se rezultati CS slažu u okviru 15% sa rezultatima postojećih teorija G i DSB, i nalaze se između vrednosti ova dva postojeća seta podataka. Razlog više za izbor CS profila je i to što su CS metodom dobijeni ukupni asimetrični teorijski profili. Takođe, isti kod je upotrebljen za izračunavanje Li 460.28 nm linije, te ako postoje sitne neadekvatnosti modela, one su prisutne u oba slučaja i trebalo bi da se ponište. S toga su za određivanje elektronske gustine uzeti rezultati CS i pomoću njih je iz eksperimentalnih profila Li 497.17 nm određena elektronska gustina. Za vrednosti $N_e < 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, eksperimentalni profili fitovani su na način opisan u glavi 4.3., fitovanjem $j_{A,R}$ funkcijom konvoluriranom sa Gauss-ijanom koji uključuje efekte instrumentalnog i Doppler-ovog širenja. Za veće elektronske gustine, ceo teorijski profil konvoluiran sa Gauss-ijanom korišćen je za fitovanje. U tu svrhu izvršena je interpolacija profila na sličan način opisan u poglavlju 4.5. Iz ovih fitova određena je elektronska gustina koja se može proceniti sa greškom između 13% i 16%. Prikaz tipičnih fitova dat je na slici 5.30.



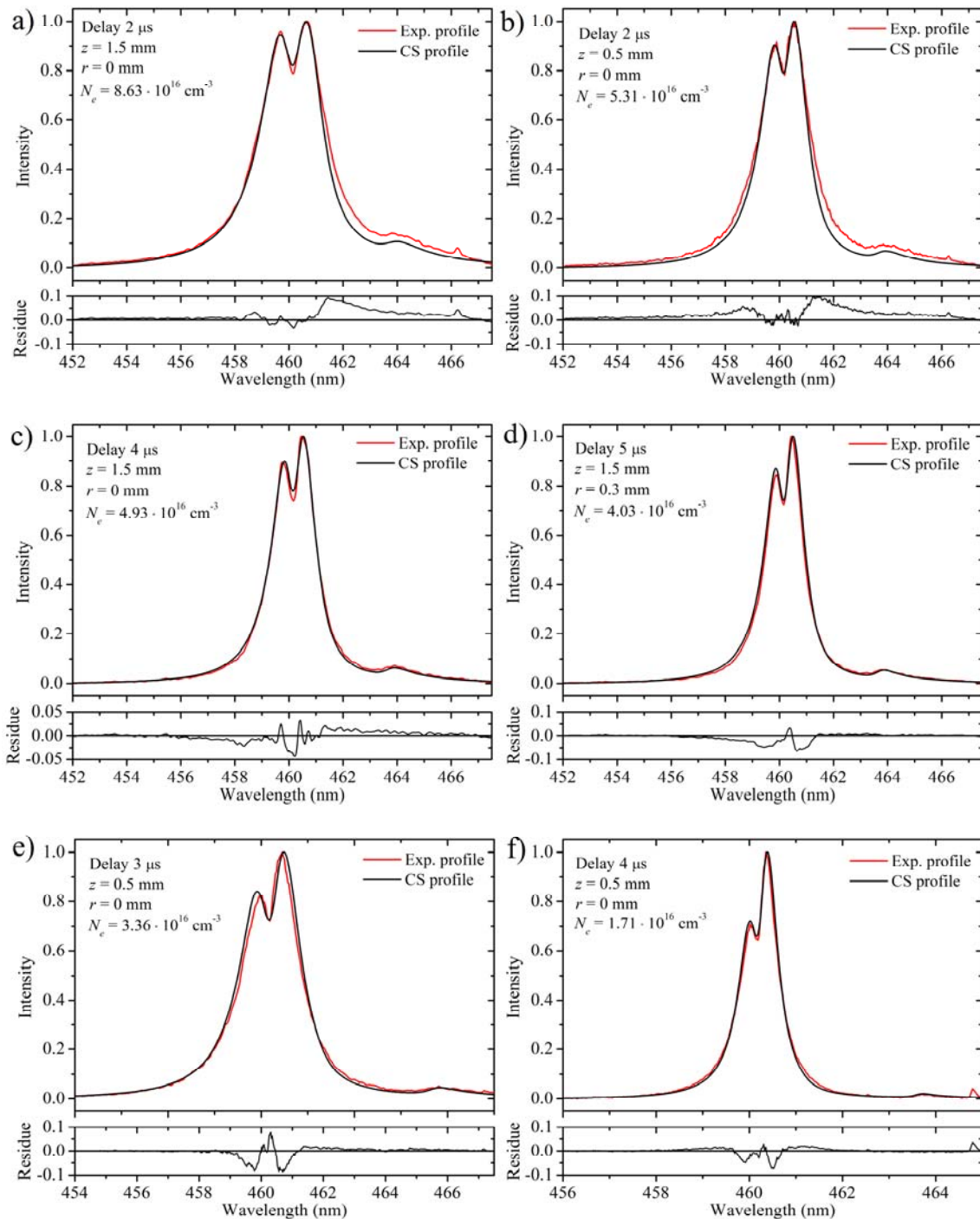
Slika 5.30. Prikaz tipičnih fitova linije Li 497.17 nm.

Za ove vrednosti N_e na grafiku teorijskih parametara s , F/A , $FWHM$ dobijenih CS metodom za Li 460.28 nm ucrtane su eksperimentalne vrednosti parametara s , F/A , $FWHM$ što je prikazano na slici 5.31.

Eksperimentalni profili Li 460.28 nm fitovani su teorijskim profilima za vrednosti N_e dobijene iz Li I 497.17 nm linije. Rezultat je prikazan na slici 5.32.



Slika 5.31. a) Ilustracija parametara linije koji opisuju liniju Li I 460.28 nm sa zabranjenom komponentom: s – razmak između dozvoljene i zabranjene komponente, F/A – odnos intenziteta, $FWHM$ – puna poluširina na polovini maksimuma ukupnog profila linije. b),c),d) upoređivanje teorijskih i eksperimentalnih zavisnosti parametara s , F/A , $FWHM$. Kod eksperimentalnih rezultata N_e je određena iz fitova Li I 497.17 nm koristeći teorijski proračun CS metodom. Na slici su uneti podaci iz literature [132] – eksperimentalni podaci opseg $N_e \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, [133] – teorijske vrednosti.



Slika 5.32. Upoređivanje teorijskih i eksperimentalnih profila Li I 460.28 nm. Teorijski profili su generisani za vrednosti N_e dobijene iz Li I 497.17 linije koristeći CS Stark-ove podatke.

Sa slike 5.22, gde je razlika između eksperimentalnih i teorijskih profila data „Residue“ grafikom koji je u granicama -0.1 i 0.1 kada su profili normirani po maksimumu

intenziteta, može se zaključiti da postoji dobro poklapanje teorijskih i eksperimentalnih profila. Stoga da bi se uprostila buduća upotreba teorijskih podataka za N_e dijagnostiku izvedene su zavisnosti koje opisuju s , $FWHM$ i F/A u opsegu $(0.5-11) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ i za $T_e = 5800 \text{ K}$.

$$s(\text{nm}) = \sqrt{0.1059^2 + 0.036 \cdot \left(\frac{N_e}{10^{16} \text{ cm}^{-3}}\right)^{2/3} + 0.041 \cdot \left(\frac{N_e}{10^{16} \text{ cm}^{-3}}\right)^{4/3}} \quad (5.4.1)$$

$$FWHM(\text{nm}) = 0.62 \cdot \left(\frac{N_e}{10^{16} \text{ cm}^{-3}}\right)^{2/3} \quad (5.4.2)$$

$$F/A = \frac{0.97 \cdot \left(\frac{N_e}{10^{16} \text{ cm}^{-3}}\right)^{4/3}}{0.62 + \left(\frac{N_e}{10^{16} \text{ cm}^{-3}}\right)^{4/3}} \quad (5.4.3)$$

Treba imati u vidu da preliminarni test za Li I 460.28 nm pokazuje slabu zavisnost od temperature te se formule 5.4.1-5.4.2 mogu koristiti za opseg (4000-7000) K

Eksperimentalne vrednosti parametara linije Li I 460.28 nm, s , F/A , $FWHM$ upoređene su sa teorijskim zavisnostima i prikazane u tabeli 5.8.

Tabela 5.8. Upoređivanje eksperimentalnih i teorijskih podataka za različite vrednosti N_e i T_e . Vrednosti N_e dobijene su fitovanjem Li 497.17 nm linije korišćenjem CS profila. Parametri spektralnog profila Li 460.28 nm linije ilustrovani su na slici 5.31a. w predstavlja ukupnu širinu na polovini maksimuma linije ($FWHM$). Teorijski podaci proračunati su za $T_e = 5800 \text{ K}$. →

N_e (10^{16} cm^{-3})	T_e (K)	s_m (nm)	s_m/s_{th}	$(F/A)_m$	$\frac{(F/A)_m}{(F/A)_{th}}$	w_m (nm)	w_m/w_{th}
8.63	4470	0.98	1.03	0.96	1.01	2.72	1.03
8.44	4650	0.96	1.02	0.96	1.02	2.76	1.06
8.25	4620	0.93	1.00	0.96	1.02	2.72	1.06
7.58	6880	0.76	0.85	0.89	0.95	2.27	0.93
7.52	7270	0.77	0.88	0.90	0.96	2.34	0.96
7.27	7600	0.76	0.88	0.91	0.98	2.32	0.97
7.16	5210	0.74	0.86	0.90	0.97	1.99	0.84
7.14	5100	0.74	0.86	0.90	0.97	1.97	0.83
7.02	5240	0.71	0.83	0.90	0.97	1.93	0.82
5.31	4390	0.70	0.97	0.90	1.00	2.13	1.10
5.28	4350	0.65	0.91	0.90	1.01	2.13	1.11
5.23	4380	0.66	0.94	0.91	1.01	2.10	1.10
4.93	5210	0.71	1.04	0.89	1.00	1.80	0.98
4.90	5050	0.71	1.04	0.89	1.00	1.79	0.98
4.83	5450	0.65	0.97	0.88	0.99	1.73	0.96
4.15	4150	0.61	1.00	0.84	0.96	1.57	0.98
4.14	4060	0.60	0.97	0.84	0.96	1.55	0.97
4.03	4230	0.55	0.90	0.84	0.97	1.51	0.96
3.40	4900	0.46	0.84	0.81	0.96	1.23	0.89
3.38	4800	0.46	0.85	0.81	0.96	1.23	0.89
3.30	4830	0.40	0.74	0.80	0.96	1.20	0.89
3.36	3960	0.45	0.84	0.82	0.98	1.35	0.99
3.33	4150	0.47	0.87	0.82	0.98	1.35	0.99
3.33	4010	0.44	0.81	0.83	0.98	1.33	0.99
2.96	4740	0.37	0.73	0.71	0.86	1.05	0.85
2.94	4650	0.37	0.74	0.72	0.87	1.05	0.86
2.88	4730	0.35	0.72	0.73	0.90	1.06	0.87
2.41	4800	0.38	0.84	0.73	0.93	1.01	0.96
2.38	4990	0.38	0.85	0.73	0.93	1.00	0.96
2.40	4710	0.37	0.82	0.73	0.93	0.99	0.94
1.71	6450	0.34	0.90	0.72	1.00	0.85	1.06
1.71	6690	0.34	0.91	0.72	1.00	0.84	1.06
1.71	6390	0.34	0.90	0.71	0.99	0.83	1.05

Na osnovu upoređivanja teorijskih vrednosti sa eksperimentom, može se zaključiti da se teorijski podaci za liniju Li I 460.28 nm sa zabranjenom komponentom mogu koristiti sa sigurnošću za određivanje elektronske gustine za temperaturu ~ 5800 K sa procenjenom nesigurnošću u opsegu 10-15%. Kako bi se izbegla detaljna analiza profila linije Li I 460.28 nm, odnosno upoređivanje ukupnog eksperimentalnog profila sa teorijskim, radi određivanja elektronske gustine, predložene su formule 5.4.1-5.4.3 koje opisuju parametre linije s , F/A i $FWHM$.

6. ZAKLJUČAK

U ovoj disertaciji prikazani su metodi određivanja prostornih raspodela elektronske gustine i temperature laserski indukovane plazme na čvrstoj meti na atmosferskom pritisku.

U teorijskom delu rada opisan je proces laserske ablacije koja je osnovni proces tokom interakcije laserskog zračenja sa površinom bilo kog materijala. Tokom ovog procesa, događa se širok spektar fenomena uključujući brzo lokalno grejanje, topljenje i intenzivno isparavanje. Zatim, ispareni materijal se širi kao oblak iznad površine uzorka, i zbog visoke temperature, formira se plazma. Na svaki od ovih procesa bitan uticaj imaju parametri laserskog zračenja (talasna dužina, energija lasera, trajanje laserskog impulsa, učestanost laserskih impulsa, oblik laserskog zraka), osobine materijala koji se ispituje, kao i okolna sredina koja pomaže u ograničavanju širenja plazme i koja u zavisnosti od gasa koji se koristi može doprineti jačini spektroskopskog signala. Razumevanje fizičkih procesa laserske ablacije i njihova povezanost u laserski indukovanoj plazmi je od velikog značaja za analitičke primene LIBS tehnike. Zatim su opisane relacije termodinamičke ravnoteže koje su bitne za određivanje elektronske

temperature. Prikazan je koncept parcijalne lokalne termodinamičke ravnoteže za koji je dat kriterijum važenja i kojim se proverava da li naseljenost energetskih nivoa emitera odgovara Boltzmann-ovoj raspodeli. Opisan je metod određivanja elektronske temperature korišćenjem Boltzmann-ove prave. U nastavku su opisani mehanizmi širenja spektralnih linija u plazmi. Efekat Stark-ovog širenja je dominantan efekat širenja spektralnih linija u slučaju laserski indukovane plazme. Objasnjen je koncept sudarne i kvazistatičke aproksimacije efekta Stark-ovog širenja. Razmatrano je širenje linija vodonika, atomskih i jonskih linija. Optički transport zračenja u plazmi je bitan zbog prisustva samoapsorpcije linija. Samoapsorpcija deformiše profil spektralne linije. Ako se oblik linije ne proverava na prisustvo samoapsorpcije i ne koriguje a ukoliko je samoapsorpcija značajna, rezultat koji se dobija analizom linije može biti pogrešan. Kako spektralni intenzitet linija, snimljen spektrometrom, predstavlja integralnu vrednost po radijusu plazme potrebno je izvršiti proceduru Abel-ove inverzije radi dobijanja pravih emisivnosti zračenja plazme u funkciji od radijalnog položaja. U ovom radu Abel-ova inverzija izvršena je nad svim snimljenim spektralnim snimcima korišćenjem ortogonalnih Jacobi polinoma.

Opisana je postavka eksperimenta. Date su karakteristike svakog elementa eksperimentalne postavke. Objasnjena je eksperimentalna provera na prisustvo samoapsorpcije. Prikazana je spektralna osetljivost sistema. Objasnjen je način snimanja kojim se dobijaju vremenski razloženi spektri laserski indukovane plazme. Prikazana je postavka snimanja evolucije plazme tehnikom brze fotografije.

Kako se za snimanje spektara koristila ICCD kamera, rezultat su prostorno razloženi spektralni snimci. Javila se potreba za specifičnim, prilagođenim programima za obradu spektralnih snimaka koji su napisani u Matlabu. Program za obradu spektralnih snimaka uključuje proveru i korekciju na prisustvo samoapsorpcije i Abel-ovu inverziju pomoću ortogonalnih Jacobi polinoma. Analiza ovako obrađenih spektralnih snimaka i profila spektralnih linija urađena je programima za fitovanje. Ovim programima moguće je odrediti elektronsku gustinu korišćenjem teorijskih parametara Stark-ovog širenja odnosno, moguće je odrediti Stark-ovu poluširinu spektralne linije.

Kao rezultat merenja prikazana je prostorna i vremenska evolucija laserski indukovane plazme na meti peleta i na meti alumine na atmosferskom pritisku kao serija

„brzih“ fotografija na različitim vremenima. Analizom ovih fotografija izabrani su optimalni uslovi za snimanje spektralnih linija. Posebna pažnja posvećena je pronalaženju uslova za koje se eksperimentalna korekcija spektralnih snimaka na samoapsorpciju smatra validnom.

Elektronska temperatura određenja je metodom Boltzmann-ove prave iz intenziteta linija koje su proučavane, Mg I, Mg II, Al II, Li I. Pre primene metode Boltzmann-ove prave utvrđeno je da li su plazma emiteri u parcijalnoj lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži (pLTE). Primenom kriterijuma pLTE ustanovljeno je da se linije Mg I i Li I mogu koristiti za grafik Boltzmann-ove prave, tj. da naseljenost energetskih nivoa emitera odgovara Boltzmann-ovoj raspodeli. Za linije jonizovanog Al ovaj kriterijum nije bio ispunjen, međutim kako se elektronska temperature dobijena iz intenziteta linija Al II slaže sa onom koja je dobijana korišćenjem linija Mg I, postoji mogućnost da je kriterijum previše restriktivan i da se može relaksirati. Elektronska temperatura određena je na različitim radijalnim pozicijama od ose plazme za spektralne snimke snimljene na različitim vremenima kašnjenja nakon laserskog impulsa i za 3 različite visine od površine mete. Na ovaj način određena je prostorna i vremenska raspodela elektronske temperature.

Za određivanje elektronske gustine, N_e , takođe su korišćene iste linije. Fitovan je ukupni profil linije kako bi se dobila vrednost elektronske gustine pri čemu su korišćena dva seta teorijskih Stark-ovih parametara: Griem-ov set podataka (G) [55] i set podataka koji su dali M. Dimitrijević i S. Sahal-Bréchet (DSB) [101]. Kako bi se proverilo slaganje eksperimentalnih Stark-ovih poluširina sa teorijom, N_e je prvo određena iz poluširine Balmer-ove H_α linije, na vremenima kašnjenja gde se ova linija pojavljuje zajedno sa ostalim linijama od značaja prisutnih u LIP. Kako su teorijski Stark-ovi podaci za linije vodonika veće tačnosti, elektronska gustina određena iz H_α linije uzeta je za referentnu. Na ovaj način je određena elektronska gustina nezavisnom metodom [10]. Eksperimentalne vrednosti Stark-ovih poluširina za vrednosti elektronske gustine određene iz H_α upoređene su sa postojećim teorijskim podacima - G i DSB kao i sa vrednostima iz literature. Efekat Debye-evog ekraniranja koji se javlja kod linije Mg I 383.53 nm utiče na smanjenje Stark-ove poluširine u datim eksperimentalnim uslovima i njemu je posvećena pažnja. Kako se laserski indukovana plazma hladi i gasi tokom vremena nakon laserskog impulsa, u ranijim vremenima

javljaju se jonske linije a kako temperatura opada u kasnijim vremenima mogu se detektovati samo atomske linije. Zbog toga su Stark-ovi parametri atomskih linija značajni za određivanje elektronske gustine. Korišćenjem oba seta teorijskih podataka, G i DSB određene su prostorne raspodele elektronske gustine na kasnijim vremenima kašnjenja.

Izmerene su vrednosti Stark-ovih poluširina za jonske linije Al i upoređene su sa postojećim teorijskim vrednostima. Pokazano je dobro slaganje sa teorijskim podacima G i sa rezultatima modifikovane semiempirijske formule u opsegu temperatura 5000 – 17 000 K. Linija Al II 704.9 je veoma pogodna za određivanje elektronske gustine jer se proverom odnosa intenziteta linija unutar multipleta može utvrditi da li postoji samoapsorpcija. Drugi razlog je i činjenica da je Stark-ova poluširina ove linije dovoljno velika (par puta veće od poluširine instrumentalnog profila), te se stoga može preciznije odrediti elektronska gustina.

Kako su za određivanje elektronske gustine korišćene sve ove linije zajedno sa odgovarajućim Stark-ovim parametrima, dobijene su i različite vrednosti N_e . Odstupanja ovih vrednosti su u granicama od $\pm 20\%$ što je skladu sa teorijom [7].

Posebna pažnja posvećena je atomskoj liniji litijuma sa zabranjenom komponentom, Li I 460.28 nm, koja je po prvi put primenjena za određivanje elektronske gustine u LIP. Ova linija ima veoma složen oblik koji je veoma pogodan za brzo određivanje elektronske gustine. Kako se ova linija najbolje vidi na kasnijim vremenima, gde linija H_α nije eksitovana, za nezavisnu metodu određivanja elektronske gustine i testiranje uzeta je druga atomska linija litijuma Li I 497.17 nm zajedno sa odgovarajućim teorijskim Stark-ovim parametrima. Teorijski profili Li I 460.28 nm linije dobijeni su metodom kompjuterske simulacije. Profili su izračunati za opseg koncentracija $(0.5-11) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ i elektronsku temperaturu od 5800 K. Iz ovog seta podataka određene su teorijske zavisnosti parametara linije od elektronske gustine, s – razmak između maksimuma dozvoljene i zabranjene komponente, F/A – odnos intenziteta maksimuma zabranjene i dozvoljene komponente i $FWHM$ – puna Stark-ova poluširina linije (zabranjena + dozvoljena komponenta). Ove zavisnosti testirane su eksperimentalno. Eksperimentalne vrednosti parametara ucrtane su na isti grafik zajedno sa teorijskim. Eksperimentalne vrednosti elektronske gustine određene su iz profila Li I 497.17 nm korišćenjem teorijskih Stark-ovih profila dobijenih takođe CS

metodom. Ustanovljeno je dobro slaganje. Zbog složenog oblika ove linije razmatrane su mogućnosti primene parametara oblika linije za određivanje elektronske gustine. Date su formule koje najbolje opisuju zavisnosti parametara oblika linije od elektronske gustine.

Literatura

- [1] R. Noll, *Laser-Induced Breakdown spectroscopy: Fundamentals and Application*, Berlin Springer Berlin, (2011)
- [2] J.P. Singh, S. N. Thakur, *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy*, Elsevier, (2007)
- [3] D.A. Cremers, L.J. Radziemsky, *Handbook of Laser-Induced Breakdown Spectroscopy*, John Wiley&Sons Ltd, (2006)
- [4] D.W. Hahn, N. Omenetto, *Appl. Spectroscopy*, 64, 335A-366A, (2010)
- [5] D.W. Hahn, N. Omenetto, *Appl. Spectroscopy*, 66, 347-419, (2012)
- [6] Francisco J. Fortes, Javier Moros, Patricia Lucena, Luisa M. Cabalín, and J. Javier Laserna, *Anal. Chem.*, 85, pp 640–669, (2013)
- [7] N. Konjević, *Phys. Rep.* 316, 339–401, (1999)
- [8] N. Konjević, M. Ivković and S. Jovićević, *Spectrochim. Acta Part B* 65, 593–602, (2010)
- [9] J. A. Aguilera, C. Aragon, *Spectrochim. Acta Part B* 59, 1861– 1876, (2004)
- [10] N. Konjević, A. Lesage, J.R. Fuhr, W.L. Wiese, *J. Phys. Chem. Ref. Data* 31, 819–927, (2002)
- [11] M. Ivković, M.A. Gonzalez, S. Jovićević, M.A. Gigosos, N. Konjević, *Spectrochim. Acta Part B* 65, 234–240, (2010)
- [12] R. Russo et al, *Laser Ablation in „Laser Induced Breakdown spectroscopy“* edited by J.P. Sing, S.N. Thakur, Elsevier (2007)
- [13] I. N. Miaiesku, J. Hermann, *Laser-Plasma Interactions in „Laser Processing of Materials: Fundamentals, Applications and Developments“* edited by P. Schaaf, Springer, (2010)
- [14] A. Bogaerts, Z.Y. Chen, R. Gijbels, A. Vertes, *Spectrochim. Acta B*, 58, (2003), 1867
- [15] S. Eliezer, “The Interaction of Hight-Power Laser with Plasmas”, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, (2002)
- [16] Ya.B. Zel’dovich and Yu. P. Raizer, *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamics phenomena* (Dover Publications, New York, 2002), p. 97.
- [17] L. I. Sedov, *Similarily and dimesional methods in mechanics* (CRC Press, 10th Edition, Boca Raton, London, 1993), p. 264.

- [18] N.Arnold, J.Gruber, and J.Heitz, *Applied Physics A*69 (1999) S87
- [19] D.A. Cramers, L.J. Radziemski, History and fundamentals of LIBS, in “Laser-Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS): Fundamentals and Applications” edited by A. W. Miziolek, V. Palleschi, I. Schechter, Cambridge University Press, New York, (2006).
- [20] R.Kelly and A.Miotello, *Appl. Surface Sci.* 96 (1996) 205.
- [21] A.Miotello and R.Kelly, *Appl. Phys. Letts.* 67 (1995) 3535.
- [22] B.S.Luk’yanchuk, W.Marine, and S.I.Anisimov, *Laser Physics* 8 (1998) 291.
- [23] J.Koch, H.Lindner, A.von Bohlen, R.Hergenroder, and K.Niemax, *J. Anal. Atomic Spectrometry* 20 (2005) 901.
- [24] J.Kosler, M.Wiedenbeck, R.Wirth, J.Hovorka, P.Sylvester, and J.Mikova, *J. Anal. Atomic Spectrometry* 20 (2005) 402.
- [25] C.Y.Liu, X.L.Mao, J.Gonzalez, and R.E.Russo, *J. Anal. Atomic Spectrometry* 20 (2005) 200.
- [26] H.R.Kuhn and D.Gunther, *J. Anal. Atomic Spectrometry* 19 (2004) 1158.
- [27] D.B.Geohegan, A.A.Puretzky, G.Duscher, and S.J.Pennycook, *Appl. Phys. Letts.* 72 (1998) 2987
- [28] M.Kuwata, B.Luk’Yanchuk, and T.Yabe, *Japanese J. Appl. Phys. (Part 1)* 40 (2001) 4262.
- [29] A.Pereira, A.Cros, P.Delaporte, S.Georgiou, A.Manousaki, W.Marine, and M.Sentis. *Appl. Phys. A*79 (2004) 1433.
- [30] I.Horn, M.Guillong, and D.Gunther, *Appl. Surface Sci.* 182 (2001) 91.
- [31] L.M.Cabalin and J.Laserna, *Spectrochim. Acta B*53 (1998) 723.
- [32] X.L.Mao, A.C.Ciocan, O.V.Borisov, and R.E.Russo, *Appl. Surf. Sci.* 129 (1998) 262.
- [33] H.C.Liu, X.L.Mao, J.H.Yoo, and R.E.Russo, *Appl. Phys. Letts.* 75 (1999) 1216.
- [34] D.von der Linde and K.Sokolowski-Tinten, *Appl. Surf. Sci.* 154 (2000) 1.
- [35] W.Marine, N.M.Bulgakova, L.Patrone, and I.Ozerov, *Appl. Phys. A*79 (2004) 771.
- [36] J.Reif, F.Costache, S.Eckert, and M.Henryk,. *Appl. Phys. A*79 (2004) 1229.]
- [37] W.T.Chan and R.E.Russo, *Spectrochim. Acta B*46 (1991) 1471.
- [38] A.Fernandez, X.L.Mao, W.T.Chan, M.A.Shannon, and R.E.Russo, *Analytical Chemistry* 67 (1995) 2444.

- [39] R.E.Russo, X.L.Mao, W.T.Chan, M.F.Bryant, and W.F.Kinard, *J. Anal. Atomic Spectrometry*, 10 (1995) 295.
- [40] X.L.Mao, W.T.Chan, and R.E.Russo, *Appl.Spectrosc.* 51 (1997) 1047.
- [41] O.V.Borisov, X.L.Mao, A.C.Ciocan, and R.E.Russo, *Appl. Surf. Sc.* 129(1998) 315.
- [42] A.Bogaerts and Z.Chen, *J. Anal. Atomic Spectrometry* 19 (2004) 1169.
- [43] Y.Iida, *Spectrochim. Acta B45* (1990) 1353.
- [44] S.S.Harilal, C.V.Bindhu, V.P.N.Nampoori, and C.P.G.Vallabhan, *Appl. Phys. Letts.* 72 (1998) 167.
- [45] V.Detalle, M.Sabsabi, L.St-Onge, A.Hamel, and R.Heon. *Appl. Optics* 42 (2003) 5971.
- [46] S.Amoruso, B.Toftmann, and J.Schou. *Applied Physics A79* (2004) 1311.].
- [47] D.E.Kim, K.J.Yoo, H.K.Park, K.J.Oh, and D.W.Kim. *Appl. Spectrosc.* 51 (1997) 22.
- [48] Y.Iida, *Spectrochim. Acta B45* (1990) 1353.
- [49] H.-J. Kunze, *Introduction to Plasma Spectroscopy*, Springer, (2009).
- [50] H.R. Griem, *Principles of Plasma Spectroscopy*, Cambridge University Press, (1997).
- [51] H.-W. Drawin, P. Felenbok, *Data for Plasmas in Local Thermodynamic Equilibrium* (Gauthieres-Villars, Paris, 1965).
- [52] H.R. Griem, *Plasma spectroscopy*, McGraw–Hill, New York, (1964).
- [53] A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team, “NIST Atomic Spectra Database (version 5.1),” <http://physics.nist.gov/asd> (2014)
http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html
- [54] 1995 Atomic Line Data (R.L. Kurucz and B. Bell) Kurucz CD-ROM No. 23. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory, available online: <http://www.cfa.harvard.edu/amp/ampdata/kurucz23/sekur.html>
- [55] H.R. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic Press, New York, (1974).
- [56] J.E. Lawler, *Plasma Source Sci. Techol.* 13, 321, (2004).

- [57] G. Traving, in *Interpretation of Line Broadening and Line Shifts*, ed. By W. Lochte-Holtgreven, *Plasma Diagnostics* (North-Holland, Amsterdam, 1968), pp. 550-616.
- [58] N. Allard, J. Kielkopf, *Rev. Mod. Phys.* 54, 1103 (1982).
- [59] A. N. Cox (ed.), *Allen's Astrophysical Quantities*, Springer, New York, (1999).
- [60] D.R. Lide (ed.), *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 82nd edn. (CRC Press, New York, 2001-2003).
- [61] M. Baranger, *Phys Rev* 112, 855 (1958).
- [62] H.R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb, G. Oertel, *Phys. Rev.* 125, 177 (1962).
- [63] S. Sahal-Bréchet, *Astron. Astrophys.* 1, 91 (1969).
- [64] S. Sahal-Bréchet, *Astron. Astrophys.* 2, 322 (1969).
- [65] H.R. Griem, *Phys. Rev.* 165, 258 (1968).
- [66] J.D. Hey, P. Breger, *J. Quant. Spectros. Radiat. Tran.* 81,371 (2003).
- [67] J.D. Hey, P. Breger, *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* 22, L79 (1989).
- [68] M.S. Dimitrijević, N. Konjević, *J. Quant. Spectros. Radiat. Tran.* 24,451 (1980)
- [69] Y.V. Ralchenko, H.R. Griem, I. Bray, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Tran.* 81, 371 (2003).
- [70] H. Elabidi, N.B. Nessib, M. Cornille, J. Dubau, S. Sahal-Brechet, *J. Phys. B At. Mol, Opt. Phys.* 41, 025702 (2008).
- [71] J. Holtsmark, *Ann. Phys. (Leipzig)* 58, 577 (1919).
- [72] C.F. Hooper, Jr., *Phys. Rev.* 165, 215 (1968).
- [73] C.A. Iglesias, F.J. Rogers, R. Shephard, A. Bar-Shalom, M. S. Murillo, D.P. Kilcrease, A. Calisti, R.W. Lee, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Tran.* 65, 303 (2000)
- [74] A.V. Demura, *Physical Models of Plasma Microfield*, *International Journal of Spectroscopy*, 671073, (2010), 42p
- [75] H.R. Griem, *Contrib. Plasma Phys.* 40, 46 (2000).
- [76] H.R. Griem, A.C. Kolb, K.Y. Shen, *Phys. Rev.* 116, 4 (1959).
- [77] M. R. Ivković, *Optičke emisije spektroskopske tehnike dijagnostike gustine elektrona u niskotemperaturnoj plazmi*, Doktorska disertacija, 2007, Univerzitet u Beogradu – Elektrotehnički fakultet.
- [78] N. Konjević, M. Ivković, N. Sakan, *Spectrochimica Acta Part B*, 76 (2012), 16-26
- [79] M.A. Gigos, J. Fraile, F. Tores, 1985, *Phys. Rev A* 31, 3509.

- [80] M.A.Gigosos, V.Cardenoso, F.Tores, 1985, J.Phys.B:At.Mol.Phys. 19, 3027.
- [81] V.Cardenoso, M.A.Gigosos,1989, Phys.Rev A 39, 5258.
- [82] M.A.Gigosos, V.Cardenoso, 1989, J.Phys.B:At.Mol.Phys. 22, 1743.
- [83] M.A.Gigosos, V.Cardenoso, 1996, J.Phys.B:At.Mol.Phys. 29, 4795.
- [84] M.A. Gigosos, M.A. Gonzales, V. Cardenoso, Spectrochim. Acta Part B 58 (2003) 1489-1504.
- [85] C.F. Jr Hooper, Phys. Rev, 149, 7750, 1966.
- [86] M. Ivković, M. A. Gonzalez, S. Jovičević, M. A. Gigosos, N. Konjević, Spectrochim. Acta Part B, 65, (2010), 234 – 240.
- [87] M.A. Gonzalez, M. Ivković, M.A. Gigosos, S.Jovičević, N. Lara, N. Konjević, J. Phys. D: Appl. Phys. 44, (2011) 194010
- [88] M. Ivković, M.A. Gonzalez, N. Lara, M.A. Gigosos, N. Konjević, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 127, (2013) 82-89
- [89] E. Stambulchik and Y. Maron, J. Quant. Spectr. Rad. Transfer 99, 730 (2006).
- [90] E. Stambulchik and Y. Maron, High Energy Density Phys. 6, 9 (2010).
- [91] M. S. Safronova, C. F. Fischer, and Yu. Ralchenko, Phys. Rev. A 76, 054502 (2007).
- [92] W. R. Johnson, U. I. Safronova, A. Derevianko, and M. S. Safronova, Phys. Rev. A 77, 022510 (2008).
- [93] S. Vacque, J. Bacri, M. Capderou, J.P. Dinguirard, A.M. Gomes, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trensfer, 13, (1973), 1333-1342
- [94] W. Lochte-Holtgreven, in Plasma Diagnostics, ed. W. Lochte-Holtgreven, Wiley, New York, NY, p.203 (1968)
- [95] O.H. Nestor and H.N. Olsen, SIAM Rev., 2, (1960), 200
- [96] S. Djurović, Journal of Research in Physics, 28, 2, (1999), 153-164
- [97] D.S. Mitrinović, Uvod u specijalne funkcije, Građevinska knjiga, Beograd, 1975
- [98] <http://www.andor.com/spectrographs>
- [99] <http://www.mathworks.com/matlabcentral/>
- [100] A. Savitzky, M.J.E. Golay, Analytical Chemistry 36 (8) (1964) 1627–1639
- [101] S. Sahal-Bréchet, M.S. Dimitrijević, N. Moreau, Stark-B database, (online). Available: <http://stark-b.obspm.fr>, Observatory of Paris, LERMA and Astronomical Observatory of Belgrade

- [102] **M.Cvejić**, M.R. Gavrilović, S. Jovićević, N. Konjević, *Spectrochim. Acta. Pt. B*, 2013;85:20–33.
- [103] H-Y. Moon, K.K. Herrera, N. Omenetto, B.W. Smith, J.D. Winefordner, *Spectrochim. Acta Part B*, 64, (2009), 702-713
- [104] M. Cirisan, **M. Cvejić**, M.R. Gavrilović, S. Jovićević, N. Konjević, J. Hermann, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 133, (2014), 652-662
- [105] H.-J. Kunze, The laser as a tool for plasma diagnostics, In: W. Lochte-Holtgreven (Ed.), *Plasma Diagnostics*, North-Holland, Amsterdam, 1968, pp. 550–616.
- [106] A. Delsérieys, F.Y. Khattak, C.L.S. Lewis and D. Riley, *J. Appl. Phys.* 106 (2009) 083304
- [107] A. Mendys, K. Dzierżega, M. Grabiec, S. Pellerin, B. Pokrzywka, G. Travaillé, B. Bousquet, *Spectrochim. Acta Part B* 66 (2011) 691–697.
- [108] X.Z. Zhao, L.J. Shen, T.X. Lu and K. Niemax, *Appl. Phys. B* 55 (1992) 327-330.
- [109] C. Colon, G. Hatem, E. Verdugo, P. Ruiz and J. Campos, *J. Appl. Phys.* 73, (1993) 4752
- [110] A.M. de Frutos, A. Pueyo, L. Sabatier, R. Fabbro, and J. M. Orza, *Spectral Line Shapes Proceedings* (Nova Science, Commack, NY), Vol. 7 (1993) 143.
- [111] L.Y. Chan, A.N. Mostovych, K.J. Kearney, *JQSRT* 55 (1996) 815
- [112] H. Riascos L., *Astrophysics and Space Science* 256 (1998) 529–532.
- [113] B. Martinez and F. Blanco, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 32 (1999) 241
- [114] M. Ortiz, R. Mayo, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys* 38 (2005) 3953-3961
- [115] J. Bengoechea, C. Aragon, J.A. Aguilera, *Spectrochim. Acta Part B* 60 (2005) 897 – 904.
- [116] C. Colon, A. Alonso Medina, *Spectrochim. Acta Part B* 61 (2006) 856-863
- [117] J. Bengoechea, J.A. Aguilera, C. Aragon, *Spectrochim. Acta Part B* 61 (2006) 69 – 80
- [118] Nek M. Shaikh, B. Rashid, S. Hafeez, Y. Jamil and M.A. Baig, , *J. Phys. D: Appl. Phys.* 39 (2006) 1384–1391
- [119] C. Aragon, P. Vega and J.A. Aguilera, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 44 (2011) 055002 (7pp)
- [120] C. Aragón, J.A. Aguilera, *Spectrochim. Acta Part B* 65 (2010) 395–400.

- [121] J.A. Aguilera, C.Aragon, J.Manrique, J. Quant. Spectr. Rad. Transfer ,114 (2013) 151-156.
- [122] V. Helbig and H. J. Kusch, Astron. Astrophys, 20 (1972) 299-304
- [123] H.J. Kusch and H. Schwiecker, Astron. Astrophys. 53, (1976) 59-66
- [124] S. Djenize, S. Bukvic and A. Sreckovic, Astron. Astrophys. 425 (2004) 361-365
- [125] J. Chapelle and S. Sahal-Bréchet, Astron.Astrophys. 6, (1970) 415-422
- [126] S. Djenize, A. Sreckovic and S. Bukvic, Jpn. J.Appl. Phys. 44 (2005) 1450-1451
- [127] J. Heuschkel, H. J. Kusch, Astron. & Astrophys. 25 (1973) 149–151 .
- [128] I. S. Lakićević, J. Purić, and M. Ćuk,, Vol. 1 (1981) 253–256.
- [129] J. Purić and M. Ćuk, Phys. Rev. A 32 (1985) 1106–1114.
- [130] C. Fleurier, S. Sahal-Brechot and J. Chapelle, J. Phys B, 10 (1977) 3435
- [131] **M. Cvejić**, E. Stambulchik, M.R.Gavrilović, S. Jovićević, N. Konjević, Spectrochim. Acta. Pt. B, 10.1016/j.sab.2014.08.007, to be published
- [132] L. I. Grechikhin, E. S. Tyunina, Forbidden lines of Sodium and lithium in the flame of a dc arc, High Temperature (USSR) 1 (1963) 358.
- [133] M. Sassi, Determination de la densite electronique d'un plasma ionise a partir de la distance entre les pics de la raie 'permise' LiI (2^2P-4^2D) (ou CsI ($5D_{3/2} - 6F$)) et de la raie 'interdite' LiI (2^2P-4^2F) (ou CsI ($5D_{3/2} - 6G$)) J. Quant Spectrosc. Radiat. Transfer. 12 (1972) 75-96.

Biografija

Marko Cvejić rođen je u Požarevcu 09.08.1982. godine. Požarevačku gimnaziju završio je 2001. godine. U avgustu 2007. godine, diplomirao je na Elektrotehničkom fakultetu Univerziteta u Beogradu, na smeru za Fizičku elektroniku – odsek za Optoelektroniku i lasersku tehniku. Doktorske studije na Elektrotehničkom fakultetu u Beogradu, modul Nanoelektronika i fotonika, upisao je 2008. godine.

Tokom osnovnih studija učestvovao je na projektu izrade Teslinog transformatora i izložbi o Nikoli Tesli povodom 150 godina rođenja u Galeriji SANU (2006). Od novembra 2008. do juna 2009. godine bio je zaposlen na Fizičkom fakultetu Univerziteta u Beogradu na eksperimentu tinjavog pražnjenja sa mikro šupljinom, u laboratoriji akademika Nikole Konjevića. Trenutno je zaposlen u Institutu za fiziku (od jula 2009. godine) u Laboratoriji za spektroskopiju plazme i fiziku lasera gde je angažovan na eksperimentima tinjavog pražnjenja na atmosferskom pritisku i eksperimentu spektroskopije laserski indukovane plazme. Od jula 2009. do decembra 2010. godine bio je angažovan na projektu 141032 „Niskotemperaturne plazme i gasna pražnjenja: Radijativna svojstva i interakcija sa površinama“, koje je finansiralo Ministarstvo za nauku i tehnološki razvoj Republike Srbije. Trenutno je angažovan na projektima: (1) iz oblasti osnovnih istraživanja OI 171014 pod naslovom „Spektroskopska dijagnostika niskotemperaturne plazme i gasnih pražnjenja: oblici spektralnih linija i interakcija sa površinama“; (2) iz oblasti tehnološkog razvoja TR 37019 „Elektrodinamika atmosfere u urbanim sredinama Srbije“. Oba projekta finansira Ministarstvo prosvete, nauke i tehnološkog razvoja Republike Srbije.

Učešće na bilateralnim projektima i posete inostranim laboratorijama:

- maj 2010 i oktobar 2011, poseta laboratoriji LP3 (Laboratoire Lasers, Plasmas et Procédés Photoniques, LP3 UMR 6182 CNRS - Université Aix-Marseille II Campus de Luminy, Marseille), učešće na projektu „Measurements of Stark broadening parameters in laser-produced plasmas” finansiranom od strane LaserLab-Europe (<http://www.laserlab-europe.net/>), br. projekata CNRS-LP3 001575 i CNRS-LP3 001720
- bilateralni projekat saradnje sa Francuskom „Pavle Savić“ broj 680-00-132/2012-09/03, pod nazivom „Measurements of Stark broadening parameters in laser produced plasma”-„*Istraživanje parametara Šarkovog širenja spektralnih linija neophodnih za analizu materiala pomoću spektroskopije laserski indukovano probuja*“

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани-а Марко Цвејић

број индекса 5002/08

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

„Просторна и временски разложена спектроскопска дијагностика ласерски

индуковане плазме на чврстој мети у ваздуху на атмосферском притиску“

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис докторанда

У Београду, 21.08.2014.

Марко Цвејић

Прилог 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Марко Цвејић

Број индекса 5002/08

Студијски програм Наноелектроника и фотоника

Наслов рада „Просторна и временски разложена спектроскопска дијагностика
ласерски индуковане плазме на чврстој мети у ваздуху на атмосферском
притиску“

Ментор проф. др Јован Цветић

Потписани/а Марко Цвејић

Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис докторанда

У Београду, 24.08.2014.

Марко Цвејић

Прилог 3.

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

„Просторна и временски разложена спектроскопска дијагностика ласерски индиковане плазме на чврстој мети у ваздуху на атмосферском притиску“

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство

2. Ауторство - некомерцијално

3. Ауторство – некомерцијално – без прераде

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима

5. Ауторство – без прераде

6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

Потпис докторанда

У Београду, 21.08.2014.

Марко Ђебрић

1. Ауторство - Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.

2. Ауторство – некомерцијално. Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.

3. Ауторство - некомерцијално – без прераде. Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.

4. Ауторство - некомерцијално – делити под истим условима. Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.

5. Ауторство – без прераде. Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.

6. Ауторство - делити под истим условима. Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.