



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO - MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Karakteristike kiseonikovog tripleta na 777 nm emitovanog iz lučne plazme

- Master rad -

Mentor: prof. dr Zoran Mijatović

Kandidat: Kristina Vučković

Novi Sad, 2016.

Iskreno se zahvaljujem svom mentoru, profesoru dr Zoranu Mijatoviću, na svoj pruženoj pomoći i korisnim savetima prilikom izrade ovog rada.

Kristina Vučković

SADRŽAJ

UVOD.....	4
1 UZROCI ŠIRENJA SPEKTRALNIH LINIJA.....	5
1.1 Prirodno širenje	5
1.2 Dopplerovo širenje	6
1.3 Širenje usled pritiska	7
1.3.1 Rezonantno širenje	8
1.3.2 Van der Waalovo širenje	8
1.3.3 Starkovo širenje.....	9
1.3.3.1 Sudarna teorija.....	10
1.3.3.2 Kvazistatička teorija.....	10
1.3.3.3 Uticaj jona na širenje neutralnih linija.....	12
1.4 Instrumentalno širenje	14
2 POSTAVKA EKSPERIMENTA.....	15
2.1 Izvor plazme.....	15
2.2 Gasni sistem	15
2.3 Električni sistem.....	16
2.4 Optički sistem.....	17
2.5 Određivanje instrumentalne poluširine	18
3 OBRADA EKSPERIMENTALNIH PODATAKA.....	19
3.1 Dijagnostika plazme.....	19
3.1.1 Određivanje elektronske koncentracije	19
3.2 Samoapsorpcija spektralnih linija u plazmi	20
3.3 Dekonvolucija eksperimentalnih profila	23
4 REZULTATI MERENJA	25
4.1 Koncentracija elektrona	25
4.2 Kiseonik OI 777 nm	26
4.3 Diskusija rezultata	30
4.3.1 Moguće primene OI 777 nm spektralne linije kroz rade drugih autora	32
ZAKLJUČAK	33

UVOD

Zadatak ovog rada je eksperimentalno određivanje karakteristika spektralnih linija neutralnog kiseonikovog triplata, a pre svega Starkovih poluširina, na 777 nm emitovanih iz lučne plazme.

Plazma je jak izvor elektromagnetskog zračenja. Ispitivanjem osobina emitovanog ili apsorbovanog zračenja može se odrediti koncentracija nanelektrisanih i nenanelektrisanih konstituenata plazme, njihova temperatura a može se doći i do informacija o procesima koji se u plazmi zbivaju.

Često dijagnostika plazme pribegava optičkoj spektroskopiji, koja se zasniva na analiziranju oblika i karakteristika spektralnih linija neutrala ili jona. U ovu svrhu posebno je pogodno određivanje širine i pomeraja spektralnih linija nastalih usled Starkovog efekta. Početna teorijska objašnjenja su pokrivala samo linearne Starkove efekte, koji je izražen kod vodoničnih linija. Početkom šezdesetih godina prošlog veka Griem [10] a kasnije i drugi autori su dali teorijske opise kvadratičnog Starkovog efekta za linije nevodoničnih atoma. Ovaj pomak u razvoju teorije je značajan npr. za uslove visoke elektronske koncentracije kada su linije vodonika jako proširene te nije uvek moguće snimiti njihov profil zbog preklapanja sa susednim linijama nevodoničnih atoma, ili kada u plazmi ni nema vodonika. Time se omogućila dijagnostika plazme ispitivanjem kvadratičnog Starkovog efekta nevodoničnih linija.

Međutim, i dalje postoji nedostatak podataka o parametrima spektralnih linija, a sa druge strane, nekada je potrebno i preciznije određivanje već postojećih parametara. Dakle, osim dobrih teorijskih proračuna potrebni su i pouzdani eksperimentalni podaci koji bi mogli služiti upoređivanju sa teorijskim ili čak i za njihovu proveru na osnovu stepena saglasnosti.

Kako kritički pregledi Konjevića, Lesagea i drugih [18, 19, 20, 21, 22, 25] nisu dali eksperimentalne podatke o Starkovim poluširinama za spektralnu liniju neutralnog kiseonika na 777 nm i to od 1973. do 2007. godine, upravo je i cilj ovog rada dobijanje pouzdanih eksperimentalnih podataka za dijagnostiku plazme (bilo laboratorijske, industrijske, astrofizičke, itd.) i za proveravanje njihove saglasnosti sa teorijom.

Kao izvor plazme je korišćen zidom stabilisani luk. Smeša gasa koja je služila za ispitivanje pomenutog kiseonikovog triplata se sastojala od 20% CO₂ : 8% H₂ : 72% Ar. Radni gas je bio argon, dok je vodonik služio za određivanje elektronske koncentracije.

Pored uvoda i zaključka, rad se sastoji iz četiri poglavlja.

Prvo poglavljje daje pregled mehanizama koji dovode do širenja spektralnih linija, sa posebnim akcentom na Starkovo širenje linija, koje potiču od neutralnih emitera. U drugom poglavljju je opisana kompletan eksperimentalna postavka kao i sam tok eksperimenta. Treće poglavljje opisuje način na koji su eksperimentalno dobijeni vodonični i kiseonični profili obrađeni, a razmatra i mogućnost pojave samoapsorpcije. U poslednjem, četvrtom poglavljju su tabelarno i grafički prikazani i analizirani dobijeni rezultati, zatim je izvršeno njihovo poređenje sa teorijskim proračunima a potom su ukratko sabrane moguće primene OI linije na 777 nm kroz rade druge autora.

Na kraju je dat zaključak i spisak literature.

1 UZROCI ŠIRENJA SPEKTRALNIH LINIJA

Pri eksperimentalnom snimanju spektralne linije dobija se raspodela intenziteta zračenja u određenom intervalu talasnih dužina (ili frekvencija) koja nije idealna δ – funkcija već ima konačnu širinu. Maksimum snimljene krive odgovara centralnoj talasnoj dužini λ_0 , a udaljavanjem od centra intenzitet linije opada i zalazi se u krila profila. Dakle, linijski spektar koji potiče od zračenja nastalog prilikom prelaza elektrona sa jednog na drugo energijsko stanje atoma emitera je superponiran na kontinualni deo spektra, koji potiče od rekombinacionog i zakočnog zračenja.

Za opisivanje profila spektralne linije najčešće se koriste njena poluširina i pomeraj linije. Poluširina linije $\Delta\lambda_{1/2}$ je njena širina na polovini visine, a pomeraj d_λ se meri ili u odnosu na maksimume pomerene i nepomerene linije ili u odnosu na njihove centre poluširina. Na osnovu ovih parametara se dolazi do informacije o uslovima koji vladaju u plazmi i o energijskoj strukturi atoma ili jona u tim uslovima.

Mehanizmi koji dovode do širenja spektralnih linija neutrala ili jona u plazmi su:

1. Prirodno širenje - usled konačnog srednjeg vremena života atoma u pobuđenom stanju;
2. Dopplerovo širenje - usled kretanja atoma emitera u odnosu na detektor;
3. Širenje usled pritiska - usled interakcije emitera sa okolnim česticama u plazmi;
4. Instrumentalno širenje - usled interakcije posmatranog zračenja sa disperzionim uređajem.

1.1 Prirodno širenje

Prirodna širina linije postoji uvek i može se razmotriti sa stanovišta klasične elektrodinamike i kvantne mehanike.

U klasičnoj slici se emitujući atomi mogu predstaviti skupom oscilatora (dipoli koji se sastoje od jona i elektrona) koji stvaraju zajedničko polje zračenja. Ovaj sistem se može opisati modelom linearног harmonijskog oscilatora, koji osciluje u elastičnoj sredini nakon pobude sudarom. Kako se zračenjem gubi energija, oscilacije su prigušene te se ne dobija monohromatska spektralna linija prelaza već prirodno proširen profil. Raspodela intenziteta zračenja po frekvencijama je simetrična u odnosu na centralnu ν_0 i opisana je Lorentzovim profilom [29]:

$$I(\nu) = I_0 \frac{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}{4\pi^2(\nu_0 - \nu)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \quad (1.1)$$

gde je I_0 maksimalni intenzitet, a γ je koeficijent prigušenja koji iznosi:

$$\gamma = \frac{1}{\tau} = \frac{2\pi e^2 \nu^2}{3\varepsilon_0 c^3 m} \quad (1.2)$$

gde je τ vreme prigušenja. Prirodna poluširina se dobija ako se u izraz (1.1) uvrsti uslov $I(\nu) = \frac{I_0}{2}$ te sledi da je:

$$\nu_0 - \nu = \pm \frac{\gamma}{4\pi} \quad (1.3)$$

Dakle, prirodna poluširina se dobija na osnovu izraza:

$$\Delta\nu = \frac{\gamma}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (1.4)$$

Prelaskom na skalu talasnih dužina ($\Delta\lambda = -c\frac{\Delta\nu}{\nu^2}$) prethodni izraz poprima oblik:

$$\Delta\lambda = \frac{e^2}{3\varepsilon_0 c^2 m} = 1.18 \cdot 10^{-5} \text{ nm} \quad (1.5)$$

Prema klasičnoj elektrodinamici prirodna poluširina ne zavisi ni od osobina emitera ni od osobina emitovanog zračenja, već ima konstantnu vrednost: $1.18 \cdot 10^{-5} \text{ nm}$.

U kvantomehaničkoj slici do apsorpcije ili emisije zračenja dolazi pri prelazu elektrona između dva diskretna energijska nivoa. Tačno vreme života elektrona na pobuđenom nivou E_n nije poznato, već se može govoriti samo o srednjem vremenu života datog nivoa τ_n . Kako je vreme zadržavanja elektrona na datom nivou određeno Hajzenbergovom relacijom neodređenosti:

$$\Delta E \Delta t \leq \frac{h}{2\pi} \quad (1.6)$$

znači da je i energija elektrona takođe neodređena, tj. dati energijski nivo ima konačnu širinu:

$$\Delta E \simeq \frac{h}{2\pi\tau_n} \quad (1.7)$$

U ovom slučaju je recipročna vrednost srednjeg vremena života ustvari verovatnoća prelaza. Prelazom elektrona iz stanja n u stanje m, energija emitovanog fotona je:

$$h\Delta\nu = \Delta E_n + \Delta E_m \quad (1.8)$$

a odgovarajuća poluširina prema (1.7) je:

$$\Delta\nu \simeq \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m} \right) \quad (1.9)$$

Odavde se vidi da je prirodna poluširina proporcionalna sumi verovatnoća prelaza, koje se bitno razlikuju za različite prelaze. To znači da je sa stanovišta kvantne elektrodinamike, prirodna širina linije različita za različite prelaze.

Ako se posmatra prelaz elektrona u osnovno stanje, pošto elektron osnovno stanje ne napušta spontano za njega je $\tau_m \rightarrow \infty$, te pod ovim uslovima gornji izraz poprima oblik:

$$\Delta\nu \simeq \frac{1}{2\pi\tau_n} \quad (1.10)$$

Poređenjem (1.4) i (1.10) vidi se da se matematički oblici izraza klasične i kvantne teorije poklapaju. Za prelaze sa vremenom života reda veličine 10^{-8} s dobija se prirodna širina reda veličine 10^{-5} nm , isto kao i rezultat dobijen klasičnom teorijom.

1.2 Dopplerovo širenje

Skup pobuđenih čestica u plazmi koje emituju zračenje se neprestano kreće. Kretanje može biti termalno, usled turbulencija, kretanje plazme ili dela plazme u odnosu na posmatrača. Kada se emiteri frekvencija v_0 kreću u odnosu na posmatrača, posmatrač će registrirati frekvenciju v višu ili nižu od v_0 u zavisnosti od toga da li se emiter kreće ka ili od posmatrača. Frekvencija v koju prima detektor se dobija na osnovu izraza:

$$\frac{v - v_0}{v_0} = \frac{v}{c} \quad (1.11)$$

gde je v komponenta brzine kretanja emitera u pravcu posmatrača. Ako uzmemo u razmatranje samo termalno kretanje emitera, oni će imati Maxwellovu raspodelu po brzinama. Verovatnoća $w(v)$ da čestica mase M i temperature T ima brzinu između v i $v + dv$ je data izrazom [27]:

$$dw_v = \sqrt{\frac{M}{2\pi kT}} e^{-\frac{Mv^2}{2kT}} dv \quad (1.12)$$

Uvrštavajući brzinu v iz izraza (1.11) u (1.12) dobija se verovatnoća da se frekvencija zračenja emitovanog u pravcu brzine v nalazi u intervalu frekvencija između v i $v + dv$:

$$dw_v = \frac{c}{v_0} \sqrt{\frac{M}{2\pi kT}} e^{-\frac{M}{2kT} \frac{c^2}{v_0^2} (v - v_0)^2} dv \quad (1.13)$$

U ovom intervalu frekvencija je intenzitet zračenja $I_v dv$ proporcionalan broju čestica sa odgovarajućom brzinom v , a broj takvih čestica je proporcionalan verovatnoći dw_v navedenoj formulom (1.13). Uvezši sve u obzir, raspodela intenziteta zračenja po frekvencijama usled Dopplerovog efekta se definiše kao:

$$I_v = I_0 e^{-\frac{M}{2kT} \frac{c^2}{v_0^2} (v - v_0)^2} \quad (1.14)$$

Profil linije koji je proširen usled Dopplerovog efekta je Gaussovog oblika i simetričan je u odnosu na frekvenciju zračenja izvora v_0 . Uvrštavanjem uslova $I_v = I_0/2$ u izraz (1.14) može se izračunati Dopplerova poluširina linije:

$$\Delta\nu_D = \frac{2v_0}{c} \left(\frac{2kT}{M} \ln 2 \right) \quad (1.15)$$

Ponovnim prelaskom na skalu talasnih dužina i obračunavanjem konstanti dobija se:

$$\Delta\lambda_D = 7.162 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \left(\frac{T}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.16)$$

gde je T apsolutna temperatura izražena u (K), a M u (a. j. m.). Na osnovu ove relacije se može zaključiti da je Dopplerovo širenje izraženije kod spektara lakih atoma u visokotemperaturem plazmama.

Pri datim eksperimentalnim uslovima, Dopplerova poluširina je procenjena na vrednost reda veličine 10^{-2} nm (tačnije 0.013 nm).

1.3 Širenje usled pritiska

Širenje usled pritiska je izazvano interakcijom emitera sa okolnim česticama - perturberima, stoga zavisi od njihove koncentracije u plazmi. U zavisnosti od vrste perturbujuće čestice koja interaguje sa emiterom, širenje usled pritiska može biti:

1. Rezonantno širenje – kada su emiter i perturber iste vrste;
2. Van der Waalsovo širenje – kada su perturberi neutralne čestice;
3. Starkovo širenje – kada su perturberi nanelektrisane čestice (elektroni i joni).

Svi ovi mehanizmi deluju istovremeno.

1.3.1 Rezonantno širenje

Spektralna linija će biti rezonantno proširena kada donji ili gornji nivo posmatranog prelaza ima dozvoljen dipolni prelaz na osnovno stanje i ako je emiter okružen istim ili sličnim atomima u osnovnom stanju. Dakle, neradijativni rezonantni prenos energije se obično dešava među neutralnim atomima iste vrste, međutim ovo nije nužan uslov – dovoljno je da su energijski nivoi perturbera približno jednaki nivoima emitera, što znači da perturberi mogu biti i atomi ili joni različite vrste. U slučaju dva ista atoma je svejedno koji je od njih pobuđen a koji je u osnovnom stanju. Tada dolazi do degeneracije nivoa posmatranog sistema i širenja spektralne linije. Na primer, kada pobuđeni emiter pređe u osnovno stanje, on svoju energiju deekscitacije može da preda atomu iste vrste pri čemu se vreme života pobuđenog stanja skraćuje a samim tim se i profil linije širi. Izraz za polu - poluširinu rezonantno proširene linije, koji su dali Ali i Griem [1], je oblika:

$$w_R(m) = 4.30 \cdot 10^{-16} \sqrt{\frac{g_1}{g_R}} \lambda^2 \lambda_R f_R N \quad (1.17)$$

gde je λ talasna dužina posmatranog zračenja izražena u (m), λ_R je talasna dužina rezonantnog prelaza, g_1 i g_R su statističke težine osnovnog i posmatranog nivoa, f_R je jačina oscilatora posmatranog prelaza a N je koncentracija perturbujućih čestica.

Rezonantno širenje je u eksperimentu zanemareno, jer je vrlo malo u odnosu na druge mehanizme širenja spektralnih linija.

1.3.2 Van der Waalsovo širenje

Kao posledica interakcije emitera i neutralnog perturbera javlja se Van der Waalsovo širenje spektralnih linija posredstvom sila kratkog dometa. Ime je dobilo po Van der Waalsovoj zavisnosti potencijala od rastojanja, jer i u ovom slučaju potencijal emiter – neutral interakcije opada sa šestim stepenom njihovog međusobnog rastojanja:

$$V(R) = -\frac{C_6}{R^6} \quad (1.18)$$

Interakcija se ispoljava promenom razlike između dva energijska nivoa emitera u zavisnosti od rastojanja emiter – neutral, te su i talasne dužine emitovanih fotona različite. Maksimalni intenzitet linije je pomeren u odnosu na zračenje neperturbovanog atoma, a odgovara talasnoj dužini najverovatnijeg rastojanja između emitera i perturbera. Konačan oblik proširene spektralne linije se dobija usrednjavanjem po svim mogućim rastojanjima između emitera i perturbera, a odgovarajuća polu - poluširina se procenjuje na [10]:

$$w_v(m) = 4.09 \cdot 10^{-14} \lambda^2 (\bar{\alpha} \overline{R^2})^{\frac{2}{5}} \left(\frac{T}{\mu}\right)^{\frac{3}{10}} N \quad (1.19)$$

gde je $\bar{\alpha}$ srednja polarizabilnost neutralnih perturbera, μ je redukovana masa sistema emiter – perturber, T je elektronska temperatura a $\overline{R^2}$ je razlika kvadrata vrednosti vektora položaja elektrona za inicijalni (gornji) i finalni (donji) nivo:

$$\overline{R^2} = \overline{R_i^2} - \overline{R_f^2} \quad (1.20)$$

Na osnovu (1.19) se zaključuje da je Van der Waalsovo širenje značajno u plazmama sa visokom koncentracijom neutrala, kada su srednja rastojanja emitera i perturbera mala.

1.3.3 Starkovo širenje

Starkov efekat podrazumeva cepanje i pomeranje energijskih nivoa atoma kada se on nađe u električnom polju, a ako je neki nivo degenerisan onda se nakon cepanja ta degeneracija otklanja. Konstantno električno polje pomera i cepta spektralnu liniju emitera na niz komponenti (što je posledica pomeranja i cepanja nivoa), dok nehomogeno i vremenski promenljivo električno polje pomera i širi emitovanu liniju.

U plazmi električno polje, tj. mikropolje, stvaraju brojni elektroni i joni kojima je emiter okružen. Kako se električno mikropolje menja u prostoru i vremenu usled termalnog kretanja elektrona i jona, pomeranja nivoa emitera su različita za različite atome, tako da se kao krajnji rezultat dobijaju proširene i pomerene spektralne linije. Perturbacije električnim poljem su najizraženije u toku sudara nanelektrisanih čestica sa atomom koji emituje foton.

U zavisnosti od tipa atoma kod kojih se posmatra Starkov efekat, razlikuju se dva slučaja. Linearni Starkov efekat je karakterističan za vodonik i njemu slične jone, kod kojih je dodatni energijski pomeraj nivoa proporcionalan jačini spoljašnjeg električnog polja. Kod nevodoničnih atoma je zavisnost dodatnog energijskog pomeraja nivoa od spoljašnjeg polja kvadratna, te je u ovom slučaju Starkov efekat nazvan kvadratičnim. Kao što je pomenuto, Starkov efekat prati širenje i pomeranje spektralnih linija, međutim kod linearne Starkovog efekta pomeranje je vrlo malo i zanemarljivo.

Starkovo širenje je osnovni mehanizam širenja za linije koje odgovaraju električnim dipolnim prelazima, te se pri izračunavanju intenziteta polazi od spektralne snage zračenja električnog dipolnog zračenja kvantnog sistema. Kako mnogobrojni atomi u plazmi zrače nekoherentno, ukupan intenzitet zračenja se dobija sumiranjem pojedinačnih intenziteta. U sistemu jednog atomskog ili jonskog emitera i perturbujućih čestica, normirani profil spektralne linije se izražava u obliku [11]:

$$I(\omega) = \sum'_{if\alpha} \delta(\omega - \omega_{if}^s) |\langle f | x_\alpha | i \rangle|^2 \rho_i \quad (1.21)$$

gde je ρ_i verovatnoća nalaženja kvantnog sistema u početnom stanju i , $\langle f | x_\alpha | i \rangle$ je matrični element komponenata radijusa vektora koji spaja jezgro sa elektronom čijim prelazom se vrši zračenje i zadovoljava relaciju:

$$\sum'_{if\alpha} |\langle f | x_\alpha | i \rangle|^2 \rho_i = 1 \quad (1.22)$$

Delta funkcija $\delta(\omega - \omega_{if}^s)$ obezbeđuje očuvanje energije u saglasnosti sa Bohrovom relacijom:

$$\hbar \omega_{if}^s = E_i^s - E_f^s \quad (1.23)$$

gde su E_i^s i E_f^s energije inicijalnog i finalnog stanja čitavog kvantnomehaničkog sistema. Primovanjem sume u izrazu (1.21) se sumiranje sužava samo po stanjima koja se odnose na posmatranu liniju.

Teorije Starkovog širenja su se razvile u dva pravca:

1. Unificirani metod posmatra ceo profil linije i daje dobre rezultate za linije koje se ne mogu aproksimirati Lorentzovim profilom. Ravnopravno tretira elektronske i jonske efekte, te je posebno koristan u plazmama sa značajnim efektom dinamike jona. Ovakav pristup na primer imaju Vidal, Cooper i Smith [36, 37].

2. Druga grupa teorija (npr. GBKO [12]) nezavisno razmatra centar linije primenom sudarne (elektronske) aproksimacije a posebno krila linije primenom kvazistatičke (jonske) aproksimacije. Aproksimacije su razvijene na osnovu velike razlike u brzinama između elektrona i jona, a samim tim i u trajanju interakcije emiter – elektron i emiter – ion.

1.3.3.1 Sudarna teorija

Sudarna teorija prepostavlja da je vreme sudara kratko pa emiter u toku emisije biva više puta perturbovan sudarima sa brzim perturberima (elektronima). Izraženi talasni paket je zbog toga izdeljen na određen broj manjih i nezavisnih talasnih paketa. Stoga je širenje u oblastima bliskim centru linije posledica prekida zračenja pri sudaru sa perturberom, a krajnji profil spektralne linije se dobija usrednjavanjem po svim vremenima između sudara.

Razmatranje širenja spektralnih linija sudarnom aproksimacijom se vrši uvođenjem autokorelace funkcije $C(s)$ ili pomoću matrice gustine ρ [11]. Kada je efektivno trajanje perturbacije malo, na oblik profila linije značajno utiču samo ukupne promene talasnih funkcija, a njihova vremenska zavisnost ovde nema uticaja. Vremenski interval posmatranja se bira tako da se u toku njega dogodi samo jedan jak sudar i nekoliko slabijih koji se mogu zanemariti. Ako se u račun žele uzeti i elektron – elektronske interakcije, u perturbaciju se uključuje i popravka na ekriranje.

Sudarna teorija daje profil Lorentzovog tipa:

$$I(\omega) = \frac{w}{\pi} \frac{I_0}{(\omega - \omega_0 - d)^2 + w^2} \quad (1.24)$$

gde je I_0 maksimalni intenzitet a w i d širina i pomeraj linije:

$$w = -\frac{1}{\hbar} I_m \langle\langle if^* | \mathcal{H} | if^* \rangle\rangle \quad (1.25)$$

$$d = \frac{1}{\hbar} R_e \langle\langle if^* | \mathcal{H} | if^* \rangle\rangle \quad (1.26)$$

U njima figuriše efektivni hamiltonijan \mathcal{H} definisan kao:

$$\mathcal{H} = i\hbar\phi = i\hbar \sum_j f_j (S_{ij} S_{fj}^* - 1) \quad (1.27)$$

Indeks j označava broj parametara koji karakterišu sudare određenog tipa, a f_j su frekvencije takvih sudara. S – matrice S_{ij} i S_{fj}^* opisuju rasejanje perturbera na odgovarajućim višim i nižim stanjima.

Starkovi parametri w i d se mogu svesti na opši izraz oblika:

$$w + id = N \int_0^\infty vf(v) dv \int_{\rho_{min}}^\infty 2\pi\rho d\rho [1 - S_i S_f^{-1}]_{sr} \quad (1.28)$$

gde je N koncentracija perturbera, $f(v)$ je funkcija raspodele po brzinama a S_i i S_f su odgovarajuće S - matrice rasejanja, uglasta zagrada označava usrednjavanje po uglovima.

1.3.3.2 Kvazistatička teorija

Kvazistatička teorija prepostavlja da se perturberi kreću dovoljno sporo (joni), tako da se perturbujuće električno polje za vreme emisije smatra kvazistatičkim, pod čijim se uticajem energijski nivoi cepaju i pomeraju. Na osnovu toga, frekvencija emisije ili apsorpcije koju vrši emiter zavisi samo od položaja perturbera, a profil se dobija usrednjavanjem preko položaja perturbera.

Kvazistatička aproksimacija podrazumeva izračunavanje matričnih elemenata prelaza u neperturbovanom emiteru, određivanje funkcija raspodele različitih konfiguracija perturbera i rešavanje stacionarne Schrödingerove jednačine na osnovu teorije perturbacija za ceo sistem pri zadatoj konfiguraciji [7]

Profil linije se dobija polazeći od formule (1.21). Veličine ω_{if}^s , x_α , i ρ_i zavise samo od koordinata perturbujućih čestica, koje će u daljem tekstu biti označene simbolom Q. Pod pretpostavkom da je kinetička energija čestica kT velika u poređenju sa delom energije kojim perturber deluje na emiter (a koji zavisi od unutrašnjeg stanja emitera):

$$\Delta\omega \ll kT/\hbar \quad (1.29)$$

ρ_i iz izraza (1.21) se može zameniti proizvodom $\rho_i^a P(Q)dQ$ gde je ρ_i^a verovatnoća nalaženja emitera u datom početnom stanju a $P(Q)dQ$ je verovatnoća da koordinate perturbera budu u intervalu Q , $Q + dQ$. Na osnovu toga, (1.21) poprima oblik:

$$I_s(\omega) = \sum'_{if\alpha} \int_Q \delta[\omega - \omega_{if}(Q)] |\langle f | x_\alpha(Q) | i \rangle|^2 \rho_i^a P(Q)dQ \quad (1.30)$$

odnosno:

$$I_s(\omega) = \sum'_{if\alpha} |\langle f | x_\alpha(Q') | i \rangle|^2 \rho_i^a P(Q') \left| \frac{dQ}{d\omega} \right|_{Q=Q'} \quad (1.31)$$

gde su sa Q' označene konfiguracije perturbera čiji je član δ – funkcije nula.

Kvazistatička aproksimacija se koristi za opisivanje celog profila linije samo u slučaju linearног Starkovog efekta za koji važi:

$$\omega = \omega_{if} = \omega_{if}(0) + C_{if} F(Q) \quad (1.32)$$

gde je C_{if} Starkov koeficijent a $F(Q)$ jednačina jonskog polja. Kombinovanjem prethodna dva izraza dobija se izraz za profil linije u kvazistatičkoj aproksimaciji:

$$I_s(\omega) = \sum'_{if\alpha} |\langle f | x_\alpha | i \rangle|^2 \rho_i^a W(F') |C_{if}|^{-1} \quad (1.33)$$

gde je $W(F')$ funkcija raspodele mikropolja $W(F)dF = P(Q)dQ$, F' je definisano izrazom (1.32) a $\langle f | i | i \rangle$ su parabolične talasne funkcije.

Model raspodele jonskog mikropolja $W(F)$ prvi je predložio Holtsmark [13] 1919. godine:

$$W(F) = 4\pi F^2 W_0(F) = \frac{2}{\pi} F \int_0^\infty k e^{-(kF_0)^2} \sin(kF) dk \quad (1.34)$$

gde je $W_0(F)$ višestruki integral verovatnoće da se intenzitet električnog polja u koordinatnom početku nalazi u intervalu F , $F + dF$; k je transformisana promenljiva a F_0 je Holtsmarkova normalna jačina polja:

$$F_0 = 2\pi \left(\frac{4}{15} \right)^{\frac{2}{3}} |Z_p e| N_p^{\frac{2}{3}} \cong 1.25 \cdot 10^{-9} Z_p N_p^{\frac{2}{3}} \quad (1.35)$$

Holtsmarkov model je najprostiji, kasniji realniji modeli su uključili popravke na efekte korelacije jona i ekraniranje njihovih električnih polja usled interakcije sa elektronima.

Konačan profil se dobija funkcijom koja u centru i na krilima odgovara odgovarajućim izrazima sudsarne i kvazistatičke aproksimacije. Prvo se zanemari kretanje jona i primenjuje se sudsarna aproksimacija da bi se izračunalo širenje usled perturbacije elektronima, a potom se vrši usrednjavanje po svim mogućim konfiguracijama jonskog polja, za što je potrebno znati funkciju raspodele jonskog polja $W(F)$. Ovakav tip razmatranja daje mnogo bolji opis delova linija nego što to čini unificirana teorija.

Kod vodoničnih linija i linija sa zabranjenim komponentama je izražen uticaj jona na širenje linija, te se kvazistatička aproksimacija može koristiti za opisivanje celog profila linije u slučaju linearног Starkovog efekta. Kod nevodoničnih linija dominantno je

širenje usled sudara sa brzim perturberima (elektronima), te se profil može opisati disperzionim Lorentzovim profilom. Za jonske linije je Lorentzov profil simetričan, ali je za neutralne (izolovane) linije profil asimetričan i za njihovo opisivanje se mora uzeti u obzir uticaj jona.

1.3.3.3 Uticaj jona na širenje neutralnih linija

Kao što je već pomenuto, joni mnogo manje utiču na širenje spektralnih linija nego elektroni, osim kod linija jednoelektronskih sistema i linija sa zabranjenim komponentama, mada ni tada jonsko širenje nije dominantno. Zato se pri proučavanju neutralnih linija širenje pod uticajem jona uračunava kao popravka na sudarno širenje elektronima. Dakle, dobijeni profil je konvolucija elektronskog sudarnog profila i kvazistatičkog jonskog profila [11]:

$$I(w) = \frac{w}{\pi} \int [W(F)dF][w^2 + (\Delta\omega - d + CF^2)^2]^{-1} \quad (1.36)$$

gde je veličina $C = C_4/e$ usrednjena po magnetnim kvantnim brojevima, s tim da je C_4 konstanta kvadratičnog Starkovog efekta. Profil ovog tipa linija je izračunat u radu GBKO [12] i u Griemovoj knjizi [10] kao:

$$j(x) = I(\omega) \left| \frac{d\omega}{dx} \right| = \omega I(\omega) \quad (1.37)$$

gde je x redukovana frekvencija, tj. redukovana talasna dužina:

$$x = \frac{\omega - \omega_0 - d}{w} = \frac{\lambda - \lambda_0 - d}{w} \quad (1.38)$$

ω_0 je neperturbovana ugaona frekvencija, w je elektronska udarna širina izražena u jedinicama ugaone frekvencije a data je formulom (1.25), dok je d elektronski udarni pomeraj izražen u jedinicama talasne dužine i prethodno definisan izrazom (1.26).

Kombinovanjem izraza (1.36) i (1.37) profil $j(x)$ poprima oblik:

$$j(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{W_R(\beta)d\beta}{1 + \left(x - A^{\frac{4}{3}}\beta^2 \right)^2} \quad (1.39)$$

gde je $W_R(\beta)$ definisano kao:

$$W(F) = \frac{1}{F_0} W_R \left(\frac{F}{F_0} \right) = \frac{1}{F_0} W_R(\beta) \quad (1.40)$$

Na osnovu (1.39) $j(x)$ profil zavisi od dva bezdimenzionala parametra, A i R :

$$A = \left(\frac{CF_0^2}{w} \right)^{\frac{3}{4}} \quad (1.41)$$

$$R = 6^{\frac{1}{5}} \pi^{\frac{1}{6}} \sqrt{\frac{e^2}{kT}} N^{\frac{1}{6}} \quad (1.42)$$

gde je e nanelektrisanje elektrona, k je Boltzmanova konstanta, N je elektronska koncentracija a T je elektronska temperatura.

Parametar A daje doprinos jonskog širenja a parametar R opisuje Debyeevo ekraniranje i jonsko – jonske korelacije.

Sudarna teorija daje simetričan Lorentzov profil spektralne linije, ali uračunavanje uticaja jona u $j(x)$ profilu rezultuje dodatnim pomerajem i asimetrijom linije. Prelaskom na skalu talasnih dužina, profil se može izračunati kao:

$$I(\lambda) = j(x) \frac{dx}{d\lambda} = \frac{1}{w} j(x) \quad (1.43)$$

dok su ukupna teorijska polu - poluširina w_{th} i pomeraj d_{th} definisani izrazima:

$$w_{th} \simeq w_e + 1.75 A (1 - 0.75 R) w_e \quad (1.44)$$

$$d_{th} \simeq d_e \pm 2 A (1 - 0.75 R) w_e \quad (1.45)$$

gde je w_e elektronska sudarna polu – poluširina, a d_e je elektronski sudarni pomeraj. Teorijski pomeraj d_{th} se računa u odnosu na maksimum linije, a znak ispred drugog člana u izrazu (1.45) je određen znakom d_e pri niskim temperaturama. Za neutralne emitere postoji ograničenje na prethodna dva izraza i to:

$$R \lesssim 0.8 \quad i \quad 0.05 \lesssim A \lesssim 0.5 \quad (1.46)$$

Izrazi za poluširinu linije w_{tot} i pomeraj u odnosu na maksimum linije d_{tot} se mogu dobiti uz pomoć (1.42), (1.44) i (1.45) u obliku [21]:

$$w_{tot} \simeq 2 \left[1 + 1.75 \cdot 10^{-4} N^{\frac{1}{4}} A \left(1 - 0.068 N^{\frac{1}{6}} T^{-\frac{1}{2}} \right) \right] 10^{-16} w_e N \quad (1.47)$$

$$d_{tot} \simeq \left[d_e \pm 2 \cdot 10^{-4} N^{\frac{1}{4}} A w_e \left(1 - 0.068 N^{\frac{1}{6}} T^{-\frac{1}{2}} \right) \right] 10^{-16} N \quad (1.48)$$

gde su vrednosti za w_e , d_e i A uzete tako da odgovaraju elektronskoj koncentraciji $N = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [11].

Zbog asimetrije profila linije se pomeraj na polovini visine linije $d_{tot1/2}$ malo razlikuje od pomeraja d_{tot} na maksimumu linije, što se na izraz (1.48) odražava drugačijim brojnim koeficijentom [15]:

$$d_{tot1/2} \simeq \left[d_e \pm 3.2 \cdot 10^{-4} N^{\frac{1}{4}} A w_e \left(1 - 0.068 N^{\frac{1}{6}} T^{-\frac{1}{2}} \right) \right] 10^{-16} N \quad (1.49)$$

Parametar jonskog širenja A je proporcionalan četvrtom korenu koncentracije elektrona, $A \sim N^{1/4}$. Van granica za A određenih uslovom (1.46), moraju se uračunati posebni efekti. Vrednosti $A \gtrsim 0.5$ odgovaraju uslovima kada je dominantan linearni Starkov efekat, dok se za $A \lesssim 0.05$ moraju uzeti u obzir i kvadrupolni efekti interakcija emitera i jona kao perturbera. Popravka na poluširinu linije se u slučaju $A \lesssim 0.05$ može izvršiti kao što je to urađeno u formuli (1.47) ili dodavanjem izraza za jonsko širenje [11]:

$$w_i \simeq 2\pi N \frac{n_i^2 - n_f^2}{Z^2 m} \hbar a_0 Z_p \quad (1.50)$$

na elektronsku sudarnu polu – poluširinu w_e , u zavisnosti od toga koja je od tih popravki veća. U izrazu (1.50) n_i i n_f su efektivni kvantni brojevi višeg (inicijalnog) i nižeg (finalnog) energijskog stanja emitera, Z za neutrale ima vrednost jedan¹, Z_p je stepen nanelektrisanja perturbera a m je masa elektrona.

¹ Za jednostruko jonizovane atome važi da je $Z = 2$, itd.

1.4 Instrumentalno širenje

Instrumentalno širenje se javlja usled difrakcije zračenja na pukotinama spektralnog uređaja, a zavisi od karakteristika optičkog sistema i spektralnog uređaja, tj. od širine ulazne i izlazne pukotine i od talasne dužine zračenja. Instrumentalni profil je opisan Gaussovom raspodelom. Određuje se poređenjem profila koji se dobija zračenjem iz nekog referentnog izvora na niskom pritisku koje poseduje samo prirodnu širinu i teorijskog Gaussovog profila. Pri tome se mora paziti da talasna dužina linije iz referentnog izvora bude približno jednaka talasnoj dužini posmatrane linije. Upoređivanje se vrši menjanjem intenziteta i poluširine Gaussovog profila u širokom opsegu, sve dok se površine eksperimentalnog instrumentalnog i Gaussovog profila ne izjednače.

Instrumentalna poluširina se može proceniti na osnovu [26]:

$$\Delta w_i \approx S \frac{d\lambda}{dl} \quad (1.51)$$

gde je S širina pukotine a $\frac{d\lambda}{dl}$ recipročna linearna disperzija.

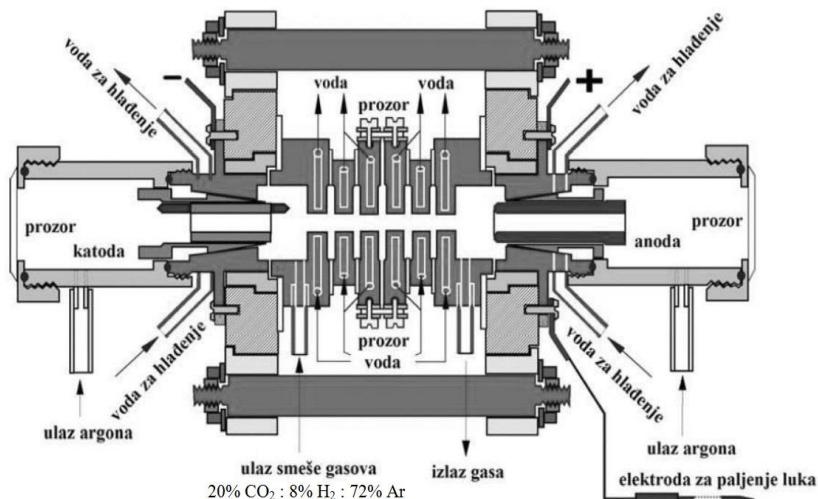
2 POSTAVKA EKSPERIMENTA

2.1 Izvor plazme

Izvor plazme je zidom stabilisani električni luk, koji je šematski prikazan na slici 2.1. Ovakav izvor je pogodan za merenje Starkovih poluširina neutralnih elemenata, jer se odlikuje kontinualnim radom i stabilnošću. Sastoji se od šest bakarnih diskova debljine 7.1 mm s otvorom u sredini prečnika 5 mm. Kroz njih su izbušeni kanali za proticanje vode za hlađenje. Diskovi su međusobno izolovani teflonom debljine 0.5 mm, a zajedno čine kanal dužine 50 mm. Na krajevima kanala su postavljena dva šira diska na kojima su napravljeni izvodi na koje se priključuje električno napajanje luka, a ujedno služe i kao nosači elektroda.

Volframska anoda je prečnika 13 mm a duž svoje ose ima kanal prečnika 5 mm. Katoda je izrađena od volframske žice prečnika 3 mm i smeštena je u cilindrični bakarni nosač kroz koji je duž ose izbušen kanal prečnika 3.2 mm. Katoda je zašiljena čime se fiksira mesto pražnjenja i izbegava šetanje luka po njoj. Obe elektrode su probušene radi spektroskopskog posmatranja plazme, a takođe se i na krajevima luka nalaze kvarcna stakla u istu svrhu.

Među centralnim diskovima su kroz teflonski izolator napravljeni otvori kroz koje je moguće u centralni deo električnog luka uvoditi mešavinu gasova koja se ispituje ili se može vršiti poprečno posmatranje provodnog kanala. U ovom eksperimentu su spektroskopska posmatranja vršena duž ose luka.

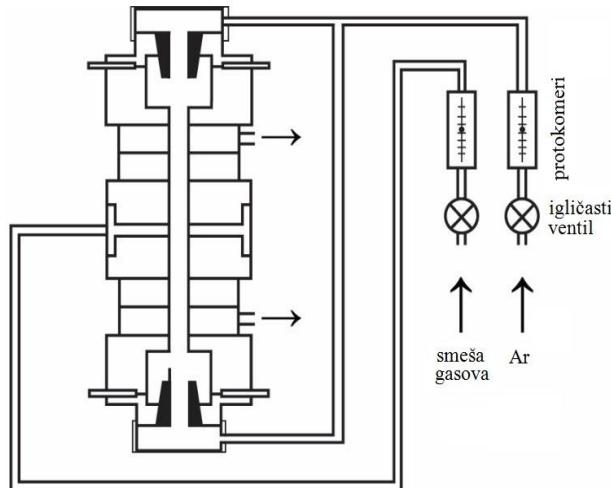


Slika 2.1 Uzdužni presek zidom stabilisanog luka

2.2 Gasni sistem

Šematski prikaz gasnog sistema je dat na slici 2.2. U prostor iza elektroda, koji je zatvoren kvarcnim prozorima, se uvodi čist argon a izlazi kroz izvode na krajinjim diskovima. Regulacija protoka se vrši igličastim ventilima a kontrola protokometrima.

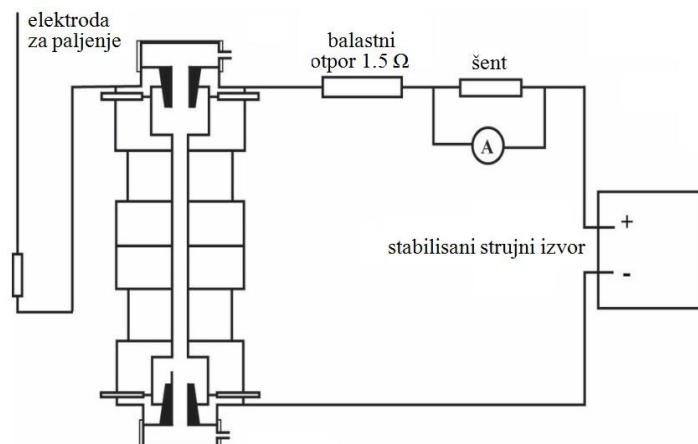
Protok argona je iznosio 1.89 l/min. Argon se uvodi da bi stvorio inertnu atmosferu, te luk radi u protočnom režimu na atmosferskom pritsku. Mešavina gasa koja se koristi za snimanje kiseonikovih linija je 20% CO₂ : 8% H₂ : 72% Ar, pri čemu je vodonik uveden radi dijagnostike plazme. Mešavina gasa se potom uvodi u centralni deo luka, a izlazi kroz izvode blizu centra da ne dođe u dodir sa hladnijim delovima u blizini katoda. Na ovaj način se u većoj meri eliminiše samoapsorpcija linija prilikom posmatranja linja duž ose luka. Protok mešavine gasa je bio 0.016 l/min



Slika 2.2 Šematski prikaz gasnog sistema

2.3 Električni sistem

Šema kola za napajanje luka je data na slici 2.3. Električno napajanje luka se vrši pomoću stabilisanog izvora jednosmerne struje sa stabilnošću 0.3 %. Zbog negativnog nagiba V – A karakteristike lučnog pražnjenja, redno sa lukom je vezan balastni otpornik od 1.5Ω . Maksimalna jačina struje u kontinualnom režimu rada je 32 A. Paljenje se vrši elektrodom za paljenje, koja se nalazi na potencijalu anode, kratkim spajanjem sa katodom. One se tom prilikom usled velike jačine struje praktično trenutno zagreju do usijanja, tj. do temperatura na kojima se javlja termoelektronska emisija. Razdvajanjem elektroda se uspostavlja lučno pražnjenje, koje se razvlači duž čitavog kanala kada se elektroda za paljenje izvuče iz sistema, a prostor iza anode se zatvara.



Slika 2.3 Šematski prikaz električnog sistema

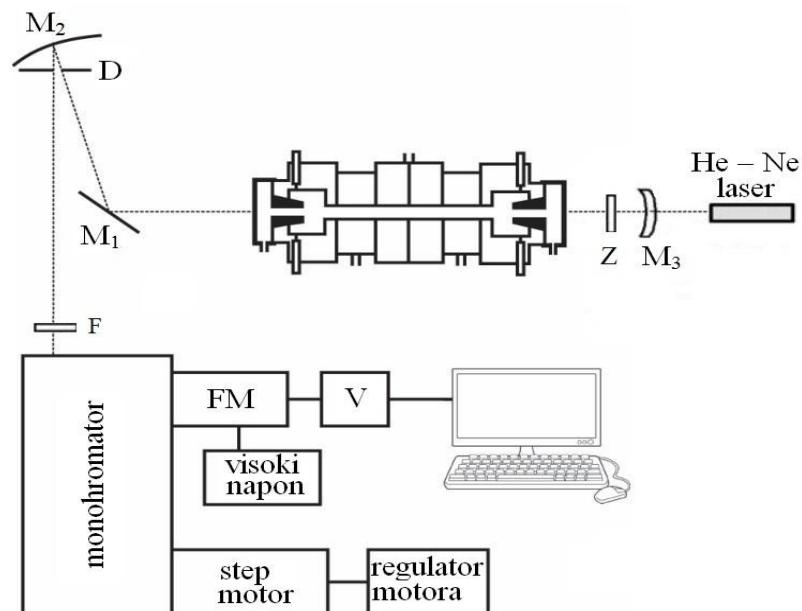
2.4 Optički sistem

Šematski prikaz optičkog sistema je dat na slici 2.4. Pre početka rada je potrebno proveriti optičko poravnavanje sistema He – Ne laserom, koji se postavlja iza luka tako da snop prolazi kroz kvarcne prozore. Zatim se podešavaju položaji ogledala u odnosu na luk i monohromator tako da laserski snop pada na ulaznu pukotinu monohromatora.

Lik plazme se projektuje na ulaznu pukotinu monohromatora u odnosu 1:1 pomoću ravnog ogledala M_1 i sfernog ogledala M_2 žižne duljine 1.5 m. Na sfernem ogledalu se nalazi kružna dijafragma D prečnika 10 mm, čime je obezbeđeno posmatranje zračenja iz centralnog dela luka u uskom prostornom konusu. Položaj sfernog ogledala u odnosu na luk i monohromator se bira tako da obezbedi potpuno osvetljavanje disperzione rešetke monohromatora. Ogledalo M_3 služi za određivanje samoapsorpcije snimljenih spektralnih linija, ono je nakon toga u toku ostalih eksperimentalnih merenja izbačeno iz sistema zastorom Z . Pred ulaznom pukotinom monohromatora je dodat *longpass* filter F sa *cut – on* talasnom dužinom od 420 nm, čija je uloga da ukloni drugi red difrakcije zračenja.

U eksperimentu je korišćen monohromator marke McPhearson 2061 sa difrakcionom rešetkom od 1200 nareza/mm i inverznom linearnom disperzijom 0.833 nm/mm. Zakretanje difrakcione rešetke monohromatora se kontroliše step motorom sa direktnim prenosom na zavrtanj i maksimalnom rezolucijom od 3600 koraka po obrtaju, što odgovara promeni talasne dužine $1.4 \cdot 10^{-4}$ nm/korak. Na regulatoru step motora se zadaje brzina obrtanja motora, rotaciona rezolucija i početna talasna dužina.

Na izlazu iz monohromatora elektromagnetno zračenje detektuje fotomultiplikator marke Hamamatsu R636 - 10, a napaja se izvorom visokog napona (1 kV). Fotomultiplikator je povezan sa računarom te je moguće direktno pratiti rezultate merenja i kontrolisati tok eksperimenta, a ujedno i prikupiti podatke.



Slika 2.4 Šematski prikaz optičkog sistema za uzdužno snimanje spektralnih linija emitovanih iz plazme zidom stabilisanog luka

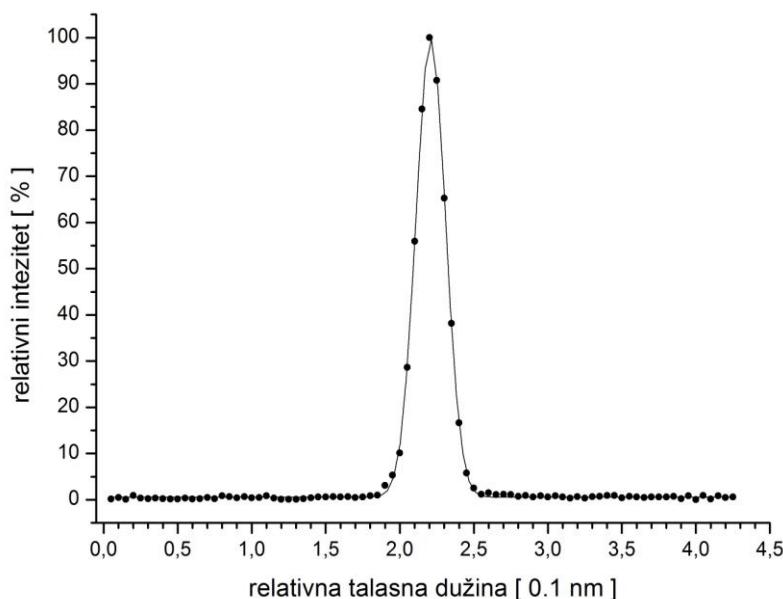
2.5 Određivanje instrumentalne poluširine

Merenje instrumentalne poluširine je potrebno izvršiti ukoliko je neophodna korekcija poluširine eksperimentalnog profila posmatrane linije. Instrumentalna poluširina zavisi od širine ulazne i izlazne pukotine monohromatora i od talasne dužine zračenja.

Kao spektralni izvor za određivanje instrumentalne poluširine korišćena je lampa sa šupljom katodom sa neonom. Spektralne linije emitovane iz izvora sa šupljom katodom imaju veoma malu poluširinu koja je bliska prirodoj poluširini. Znači da će poluširina snimljenog profila spektralne linije iz izvora sa šupljom katodom biti ustvari instrumentalna poluširina, koja je Gaussovog oblika.

Pošto je cilj eksperimenta posmatranje kiseonikovog tripleta na 777 nm, za ispitivanje instrumentalne poluširine se posmatrala njoj bliska neonova linija na 753 nm. Merenja su vršena za širine pukotina od $30 \mu\text{m}$ i $40 \mu\text{m}$, pri čemu je visina pukotine u oba slučaja bila 0.3 mm . Fitovanjem snimljenog profila Gaussovog oblika se dobija vrednost instrumentalne poluširine.

Brzina okretanja difrakcione rešetke je 0.3 nm/min , tj. korak snimanja je $5 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$. Primer dobijenog instrumentalno proširenog profila za širinu pukotine od $30 \mu\text{m}$ je dat na slici 2.5



Slika 2.5 Primer snimljenog isntrumentalnog profila

Dobijena vrednost instrumentalne poluširine za širinu pukotine od $30 \mu\text{m}$ iznosi 0.024 nm , a za širinu pukotine od $40 \mu\text{m}$ iznosi 0.029 nm . Kiseonikov triplet je dalje sniman sa širinom pukotine $30 \mu\text{m}$, dok je vodonikova H_β linija snimana sa širinom pukotine $50 \mu\text{m}$.

3 OBRADA EKSPERIMENTALNIH PODATAKA

3.1 Dijagnostika plazme

Za ispitivanja bilo kakvih procesa koji se dešavaju u plazmi, bilo laboratoriskoj ili astrofizičkoj, neophodno je izvršiti dijagnostiku plazme, tj. odrediti koncentraciju i temperaturu elektrona. Postoje razne metode za dijagnostiku plazme, mada se parametri plazme najčešće određuju spektroskopskom analizom, tj. analizom spektra zračenja emitovanog iz plazme. Ova metoda je pogodna jer ne narušava stanje sistema u toku merenja, a može da da veliki broj značajnih informacija.

Neke od metoda za određivanje N_e su:

1. metod Saha – Eggertove ionizacione ravnoteže,
2. metod Inglis – Tellera,
3. merenje apsolutnog intenziteta kontinuma,
4. metod Langmuirove sonde,
5. metod Thomsonovog rasejanja,
6. metod laserske interferometrije,
7. metod Starkovog širenja spektralnih linija.

Za određivanje T_e postoji takođe niz metoda, ali neke od njih zahtevaju prethodno poznavanje N_e . T_e se može odrediti:

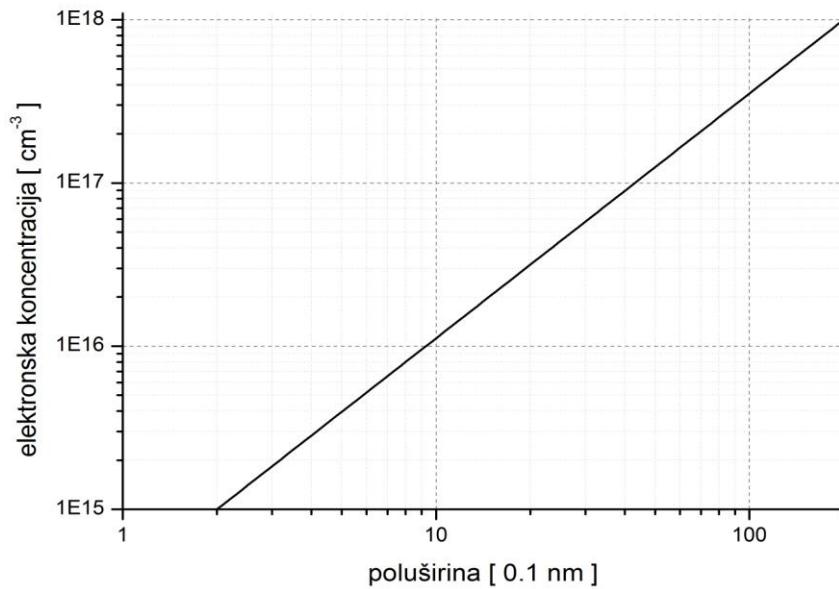
1. na osnovu relativnog intenziteta kontinuma,
2. na osnovu intenziteta linije i kontinuma,
3. na osnovu odnosa pomeraja i poluširine Starkovski proširenih izolovanih linija,
4. na osnovu ravnotežnog sastava plazme,
5. na osnovu relativnog intenziteta spektralnih linija.

3.1.1 Određivanje elektronske koncentracije

U ovom radu je određivanje N_e vršeno na osnovu profila vodonikove H_β linije na 486.13 nm koja pripada Balmerovojoj seriji. Ova metoda je korišćena jer je jednostavna, profil H_β linije je dobro teorijski opisan i ne zahteva postojanje lokalne termodinamičke ravnoteže. Iz ovog razloga se u mešavinu gasa uvela izvesna količina vodonika.

Kod linija vodonika i njemu sličnih jona je izražen linearni Starkov efekat izazvan pre svega jonskim poljem, dok se uticaj elektrona na širenje linija može zanemariti. Dobijene spektralne linije su izuzetno proširene i vrlo malo pomerene. Dobra teorijska izračunavanja profila vodonikovih linija dali su na primer Vidal, Cooper i Smith [37] kao i Kepple i Griem [16] i drugi. U ovom radu je korišćenja VCS teorija za izračunavanje N_e na osnovu poluširine vodonikove H_β linije. Ova teorija predviđa da je u slučaju linearog Starkovog efekta poluširina profila srazmerna $N_e^{2/3}$, na osnovu čega se koristeći rezultate njenih teorijskih proračuna može odrediti koncentracija merenjem poluširine linije. Greška određivanja N_e ovom metodom je 5 – 10 %. VCS teorija svoje rezultate daje u obliku tabela zavisnosti teorijskih profila oblika funkcije $S(\alpha)$, gde je α redukovana talasna dužina.

Na slici 3.1 je prikazana teorijska zavisnost poluširine H_β linije u funkciji elektronske koncentracije, gde je kao parametar uzeta temperatura 10000 K. To je vrednost oko koje se kretala T_e u toku eksperimenta. Upravo je na osnovu ovog grafika u radu određena koncentracija elektrona.



Slika 3.1 Teorijska zavisnost [37] poluširine H_β linije od koncentracije elektrona

3.2 Samoapsorpcija spektralnih linija u plazmi

Usled konačnih dimenzija izvora, zračenje pre dolaska do spektralnog uređaja prolazi kroz slojeve u kojima se nalaze atomi i joni iste vrste kao emiteri posmatranog zračenja. Tom prilikom može doći i do spontane emisije na istoj talasnoj dužini kao i posmatrano zračenje. Pošto je emisija spontana, samoapsorpcijom ovakvog zračenja se gubi deo zračenja koji bi se registrovao spektralnim uređajem da nema samoapsorpcije. Usled ovog efekta se smanjuje intenzitet posmatrane spektralne linije a profil posmatranih linija biva deformisan i proširen. Stoga se pre analize eksperimentalnih podataka i merenja poluširine ili pomeraja spektralnih linija izvor zračenja mora testirati na samoapsorpciju.

Samoapsorpcija je najizraženija u centru spektralne linije, jer je verovatnoća prelaza najveća na toj talasnoj dužini, tj. najveći broj atoma ili jona i emituje i apsorbuje na centralnoj talasnoj dužini.

Postoji niz metoda koje se koriste za utvrđivanje prisustva samoapsorpcije kao i za otklanjanje uzroka kako bi se samoapsorpcija svela na meru kada je moguće izvršiti korekciju snimljenog profila spektralne linije.

Intenzitet zračenja koje emituje plazma debljine l u uslovima lokalne termodinamičke ravnoteže je dat izrazom [27]:

$$I_\lambda = B_{\lambda,T} [1 - e^{-k_\lambda l}] \quad (3.1)$$

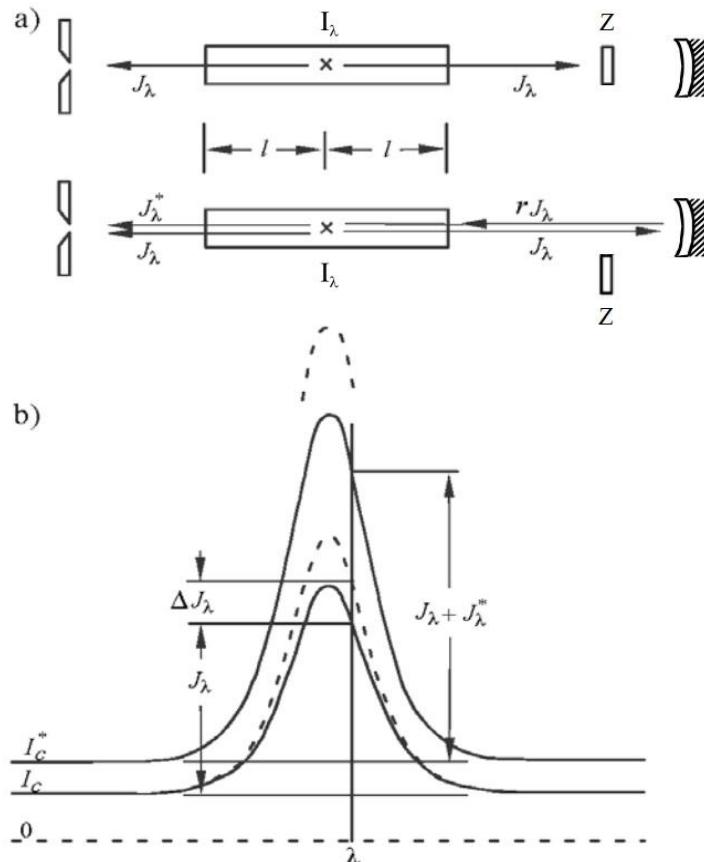
gde je $B_{\lambda,T}$ Planckova funkcija a k_λ je koeficijent apsorpcije, koji je sa emisionim koeficijentom ε_λ povezan relacijom:

$$\varepsilon_\lambda = k_\lambda B_{\lambda,T} \quad (3.2)$$

Na osnovu vrednosti optičke debljine plazme $\tau_\lambda = k_\lambda l$, razlikuju se tri slučaja:

1. za $k_\lambda l \ll 1$ je plazma optički tanka i tada je apsorpcija mala te se izraz (3.1) može razviti u red, nakon čega se zanemarivanjem viših članova reda dobija: $I_\lambda \simeq B_{\lambda,T} k_\lambda l$;
2. za $k_\lambda l \gg 1$ je plazma optički debela i tada je apsorpcija velika te izraz (3.1) poprima vrednost $I_\lambda \simeq B_{\lambda,T}$ tj. intenzitet zračenja plazme je približno jednak intenzitetu zračenja koje emituje apsolutno crno telo na temperaturi T i u tom slučaju spektralna linija gubi svoj karakterističan oblik;
3. za $k_\lambda l \leq 1$ se profil linije može svesti na slučaj optički tanke plazme korekcijom na samoapsorpciju (samo ukoliko je ovaj uslov zadovoljen).

Za korekciju profila na samoapsorpciju je korišćen metod zadnjeg ogledala [7]. Naime, iza izvora plazme je postavljeno konkavno ogledalo na rastojanju jednakom dvostrukoj žižnoj daljini od centra izvora zračenja. Snima se zračenje iz plazme sa i bez povratnog zračenja odbijenog od ogledala, odnosno uklanjanjem i postavljanjem zastora Z (slika 3.2) na optički put između ogledala i izvora plazme.



Slika 3.2 Šematski prikaz prolaska zračenja kroz plazmu
(a) i odgovarajućih intenziteta zračenja na primeru
spektralne linije (b)

Na slici 3.2a) je šematski prikazan prolazak zračenja kroz plazmu u slučaju direktnog J_λ i u slučaju reflektovanog J_λ^* zračenja. Odgovarajući intenziteti zračenja na primeru spektralne linije su dati na slici 3.2b), gde je punom linijom označen apsorbovani profil a isprekidanim linijom neapsorbovani.

Nakon prolaska zračenja kroz plazmu optičke debljine $\tau_\lambda = k_\lambda l$, na ulaznu pukotinu spektralnog uređaja će stići intenzitet:

$$J_\lambda = I_\lambda e^{-k_\lambda l} \quad (3.3)$$

gde je I_λ neapsorbovani intenzitet zračenja na datoj talasnoj dužini. Intenzitet reflektovanog zračenja koje pada na pukotinu spektralnog uređaja nakon prolaska kroz celu dužinu plazme je:

$$J_\lambda^* = I_\lambda^* e^{-2k_\lambda l} = r J_\lambda e^{-2k_\lambda l} = r I_\lambda e^{-3k_\lambda l} \quad (3.4)$$

gde je I_λ^* neapsorbovani intenzitet reflektovanog zračenja na datoj talasnoj dužini a r je koeficijent refleksije ogledala, koji se može izraziti kao odnos ovih neapsorbovanih intenziteta zračenja na datoj talasnoj dužini u intervalu talasnih dužina spektralne linije:

$$r = \frac{I_\lambda^*}{I_\lambda} \quad (3.5)$$

ili pomoću intenziteta zračenja na kontinuumu gde nema apsorpcije:

$$r = \frac{I_c^* - I_c}{I_c} \quad (3.6)$$

Prema oznakama na slici 3.2b), gde su ΔJ_λ i ΔJ_λ^* odgovarajuće korekcije na samoapsorpciju, mogu se napisati relacije:

$$I_\lambda = J_\lambda + \Delta J_\lambda \quad (3.7)$$

$$I_\lambda^* = J_\lambda^* + \Delta J_\lambda^* \quad (3.8)$$

Na osnovu (3.8) važi da je:

$$\Delta J_\lambda^* = I_\lambda^* - J_\lambda^* \quad (3.9)$$

Uvrštavajući I_λ^* iz (3.5) i I_λ iz (3.7) u izraz (3.9) dobija se:

$$\Delta J_\lambda^* = r(J_\lambda + \Delta J_\lambda) - J_\lambda^* \quad (3.10)$$

Prema $I_\lambda = r J_\lambda e^{k_\lambda l}$ iz (3.3) i $J_\lambda^* = r J_\lambda e^{-2k_\lambda l}$ iz (3.4), na osnovu (3.9) dobija se:

$$\Delta J_\lambda^* = I_\lambda^* - J_\lambda^* = r J_\lambda \left(e^{k_\lambda l} - \frac{1}{(e^{k_\lambda l})^2} \right) \quad (3.11)$$

Kako je prema (3.3) $e^{k_\lambda l} = I_\lambda / J_\lambda$, njegovom zamenom u (3.11) važi da je:

$$\Delta J_\lambda^* = r J_\lambda \left(\frac{I_\lambda}{J_\lambda} - \frac{J_\lambda^2}{I_\lambda^2} \right) = r I_\lambda - r \frac{J_\lambda^3}{I_\lambda^2} = r \frac{I_\lambda^3 - J_\lambda^3}{I_\lambda^2} = r \frac{(J_\lambda + \Delta J_\lambda)^3 - J_\lambda^3}{(J_\lambda + \Delta J_\lambda)^2} \quad (3.12)$$

Izjednačavanjem (3.10) i (3.12) sledi da je:

$$J_\lambda + \Delta J_\lambda = \sqrt{r \frac{J_\lambda^3}{J_\lambda^*}} = J_\lambda \sqrt{r \frac{J_\lambda}{J_\lambda^*}} \quad (3.13)$$

Zatim se ova jednačina može iskoristiti za izražavanje ΔJ_λ kao:

$$\Delta J_\lambda = J_\lambda \left[\sqrt{r \frac{J_\lambda}{J_\lambda^*}} - 1 \right] \quad (3.14)$$

Konačno se za traženi intenzitet na osnovu (3.7) i (3.14) dobija izraz:

$$I_\lambda = J_\lambda \sqrt{r \frac{J_\lambda}{J_\lambda^*}} \quad (3.15)$$

Ovom jednačinom se vrši rekonstrukcija profila na mestu talasne dužine λ . Prema tome, rekonstrukcija celog profila spektralne linije se može dobiti računanjem I_λ za različite pozicije. U ovu svrhu, pomenuti uslov optički tanke plazme $\tau_\lambda = k_\lambda l \leq 1$ se zamenom $k_\lambda l$ iz jednačine (3.3) može transformisati u:

$$\tau_\lambda = k_\lambda l = \ln \left(r \frac{J_\lambda}{J_\lambda^*} \right)^{1/2} = \frac{1}{2} \ln \left(r \frac{J_\lambda}{J_\lambda^*} \right) \quad (3.16)$$

Praktično se proveravanje postojanja samoapsorpcije svodi na upoređivanje intenziteta zračenja iz plazme sa i bez povratnog zračenja, i to u oblasti centralne talasne dužine spektralne linije kao i u oblasti dalekoj od centra linije, tj. na mestu gde postoji samo kontinualno zračenje i nema samoapsorpcije.

Prilikom eksperimenta, test na samoapsorpciju je rađen za svaki intenzitet električne struje na kojoj je vršeno posmatranje kiseonikovog triplata (26, 28, 30 i 32 A). Nakon poređenja snimljenih intenziteta sa i bez ogledala u centru i na krilima linija, primećeno je da se intenziteti snimljenih profila održavaju te je na osnovu toga zaključeno da samoapsorpcije praktično nema, ili je zanemarljivo mala.

3.3 Dekonvolucija eksperimentalnih profila

Na širenje spektralne linije istovremeno utiču različiti efekti, pa se eksperimentalno detektuje profil koji predstavlja konvoluciju funkcija koje opisuju određene mehanizme širenja. Ako se funkcijom $A(x)$ predstavi profil koji daje jedan efekat, a drugi funkcijom $B(x)$, onda je konvolucija rezultujućeg profila opisana izrazom:

$$K(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A(y)B(x-y)dy \quad (3.17)$$

Ako su obe funkcije Gaussovog tipa, poluširina rezultujućeg profila je:

$$w_{RG} = \sqrt{w_{G1}^2 + w_{G2}^2} \quad (3.18)$$

Dopplerovo i instrumentalno širenje daju profile Gaussovog tipa, te na osnovu prethodnog izraza za dekonvoluciju ova dva širenja važi:

$$w_{RG} = \sqrt{w_D^2 + w_I^2} \quad (3.19)$$

Ako su obe funkcije Lorentzovog tipa, poluširina rezultujućeg profila je:

$$w_{RL} = w_{L1} + w_{L2} \quad (3.20)$$

Prirodno i Starkovo širenje daju profile Lorentzovog tipa, te za njihovu dekonvoluciju važi:

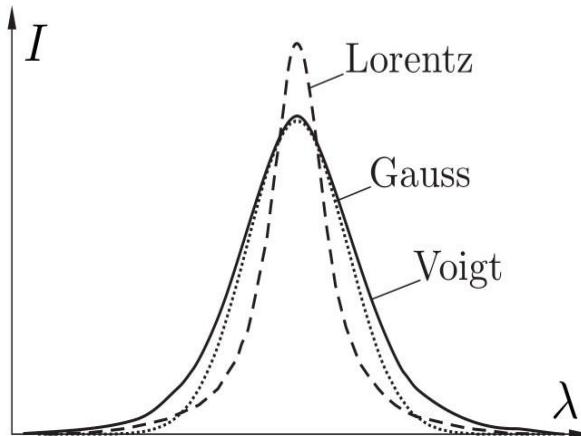
$$w_{RL} = w_P + w_S \quad (3.21)$$

Međutim, kada su funkcije $A(x)$ i $B(x)$ različite, dekonvolucija je složenija. U laboratorijskim plazmama širenjem linija dominiraju Starkovo i Dopplerovo širenje, na koje se superponiraju uvek prisutno prirodno i instrumentalno širenje. Dakle, dobijeni eksperimentalni profil je konvolucija Gaussovog i Lorentzovog profila, koji se naziva

Voigtov profil. Voigtov profil je dat grafički na slici 3.3 a može se predstaviti i konvolucionim integralom [6]:

$$I_V(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_G(\omega') I_L(\omega - \omega') d\omega' \quad (3.22)$$

Oblik profila zavisi od odnosa uticaja Dopplerovog i Starkovog efekta. U opštem slučaju, centar linije je nalik Gaussovoj krivi, dok se krila ponašaju kao kod Lorentzovog profila.



Slika 3.3 Konvolucija Gaussovog i Lorentzovog profila u Voigtov profil

Voigtov profil koji potiče od jonskih emitera je simetričan. Na njega se može primeniti standardni metod dekonvolucije simetričnog Gaussovog i Lorentzovog profila. Ovaj tip dekonvolucije, osim za profile ionizovanih emitera, važi i za profile gde je dominantno širenje usled elektronskih sudara. Dekonvoluciju simetričnih profila su obradili Davis i Vaughan [6].

Kada su emiteri neutralni, Starkov profil je konvolucija disperzionog Lorentzovog profila i funkcije raspodele jona oko emitera izračunate u kvazistatičkoj aproksimaciji, što odgovara istovremenom uticaju i jona i elektrona na procese emisije elektromagnetskog zračenja. Stoga je ovakav profil opisan funkcijom $j_{A,R}(x)$, koja je asimetrična zbog uticaja jona.

Kako je u ovom radu snimana spektralna linija neutralnog kiseonika, dobijeni profil je asimetričan. Međutim, asimetrija dobijenog profila je vrlo blaga te je zbog toga korišćen standardni metod dekonvolucije simetričnog Lorentzovog i Gaussovog profila.

Praktično je dekonvolucija snimljenih linija rađena korišćenjem računarskog programa, koji je razvijen na Katedri za fizičku elektroniku. Eksperimentalni podaci su fitovani jednačinom za Voigtovu raspodelu [6]:

$$V(x) = \frac{2 \ln 2}{\pi^{\frac{3}{2}}} \frac{w_L}{w_G^2} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{\left(\frac{w_L}{w_G} \sqrt{\ln 2} \right)^2 + \left(\frac{x-x_0}{w_G} \sqrt{4 \ln 2} - t \right)^2} dt \quad (3.23)$$

gde je x_0 rastojanje od centra linije. Ovim fitom je analiziran svaki od tri pika kiseonikovog tripleta na 777 nm. Kao izlazni podaci su dobijeni: položaji centara pikova, njihove Lorentzove poluširine, Gaussove poluširine i površine izolovanih pikova.

4 REZULTATI MERENJA

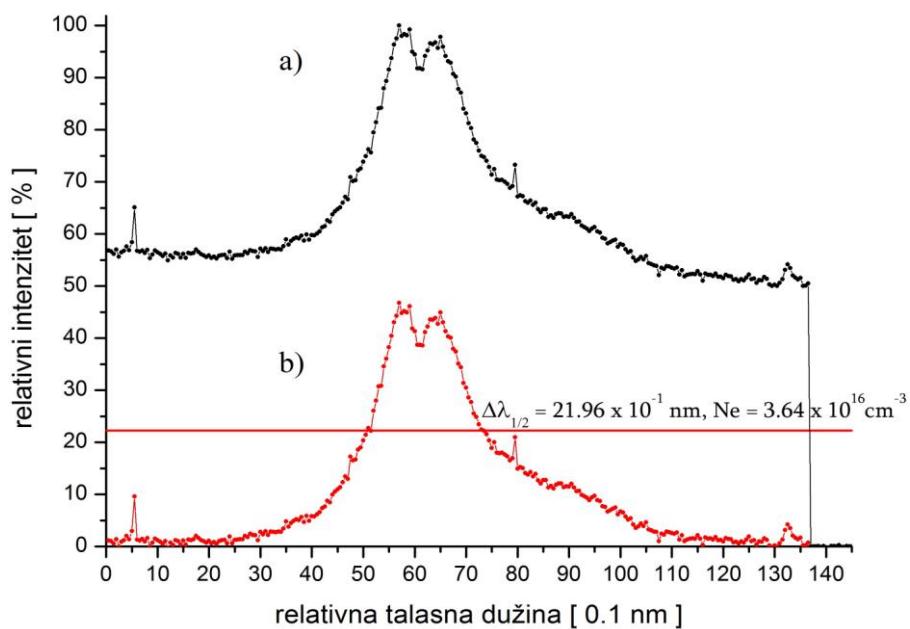
4.1 Koncentracija elektrona

Kao što je pomenuto, u smešu gasova vodonik je dodat u cilju dijagnostike plazme na osnovu širine spektralne linije prelaza $4 \rightarrow 2$ Balmerove serije, odnosno H_{β} linije na 486.1 nm. Profil ove linije je sniman na svim vrednostima jačine električne struje na kojoj je i vršeno posmatranje kiseonikovog triplata. Širina pukotine monohromatora je iznosila $50 \mu\text{m}$, a brzina zakretanja rešetke je bila 3 nm/min . Merenjem eksperimentalnih poluširina su na osnovu VCS teorije [37] određene elektronske koncentracije u datim uslovima.

Rezultati merenja su dati u tabeli 4.1, dok je primer snimljene vodonikove H_{β} linije na 32 A prikazan na slici 4.1 uključujući i njen obrađeni profil nakon oduzimanja kontinuuma.

Tabela 4.1 Vrednosti poluširina i koncentracija elektrona za različite jačine struje

I [A]	$\Delta \lambda_{1/2} [0.1 \text{ nm}]$	$N_e [\text{cm}^{-3}]$
26	17.85	$2.68 \cdot 10^{16}$
28	19.04	$2.95 \cdot 10^{16}$
30	21.75	$3.59 \cdot 10^{16}$
32	21.96	$3.64 \cdot 10^{16}$



Slika 4.1 Primer snimljene (a) i obrađene (b) H_{β} linije na 32 A

4.2 Kiseonik OI 777 nm

U ovom radu je sniman neutralni kiseonikov triplet na 777.3 nm, a na osnovu rezultata su merene njegove poluširine. Odgovarajuće konfiguracije prelaza snimljenog tripleta su date u tabeli 4.2.

Tabela 4.2 Pregled posmatranih prelaza i njihove talasne dužine

multiplet	prelaz	talasna dužina [nm]
${}^5S^\circ - {}^5P$	$2s^2 2p^3({}^4S^\circ) 3s \ {}^5S_2^\circ - 2s^2 2p^3({}^4S^\circ) 3p \ {}^5P_3$	777.194
	$2s^2 2p^3({}^4S^\circ) 3s \ {}^5S_2^\circ - 2s^2 2p^3({}^4S^\circ) 3p \ {}^5P_2$	777.417
	$2s^2 2p^3({}^4S^\circ) 3s \ {}^5S_2^\circ - 2s^2 2p^3({}^4S^\circ) 3p \ {}^5P_1$	777.539

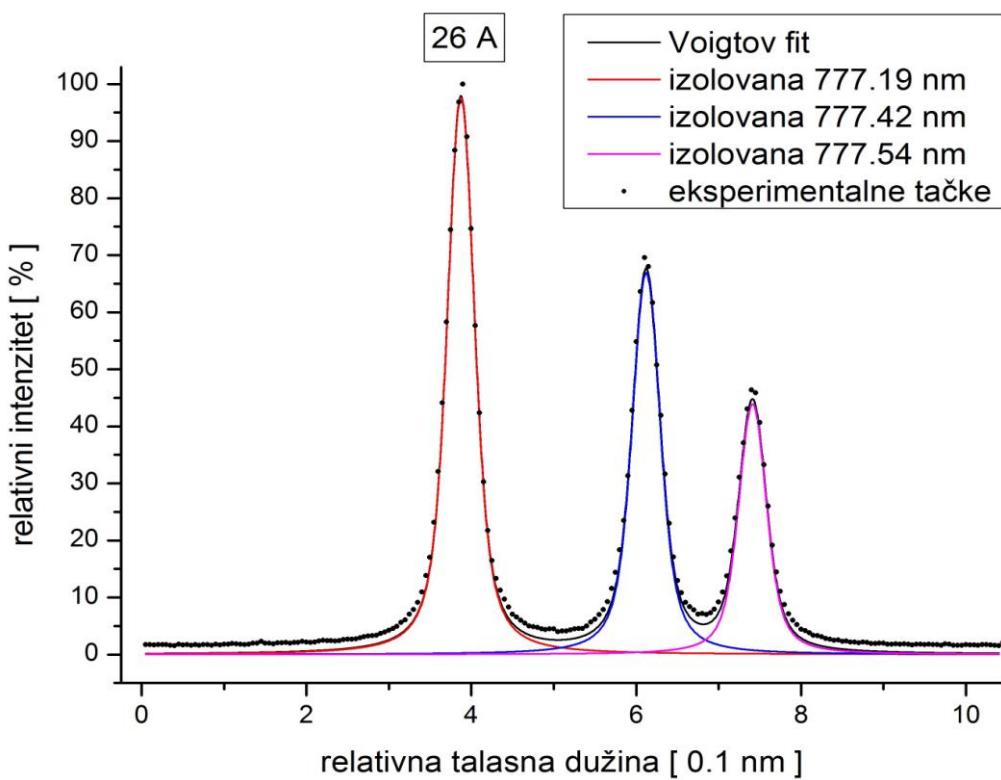
Snimanja su vršena za četiri jačine električne struje: 26, 28, 30 i 32 A. Širina pukotine monohromatora je iznosila 30 μm, a brzina zakretanja rešetke je bila 0.3 nm/min. Nakon snimanja je svaka linija fitovana Voigtovim profilom, kao što je opisano u poglavljju 3.3. Fitovima su programski određeni položaji centara pikova, Lorentzove i Gaussove poluširine i površine pikova.

Na slikama 4.2 – 4.5 su grafički prikazani prikupljeni eksperimentalni podaci i njihovi fitovani profili za različite jačine struja.

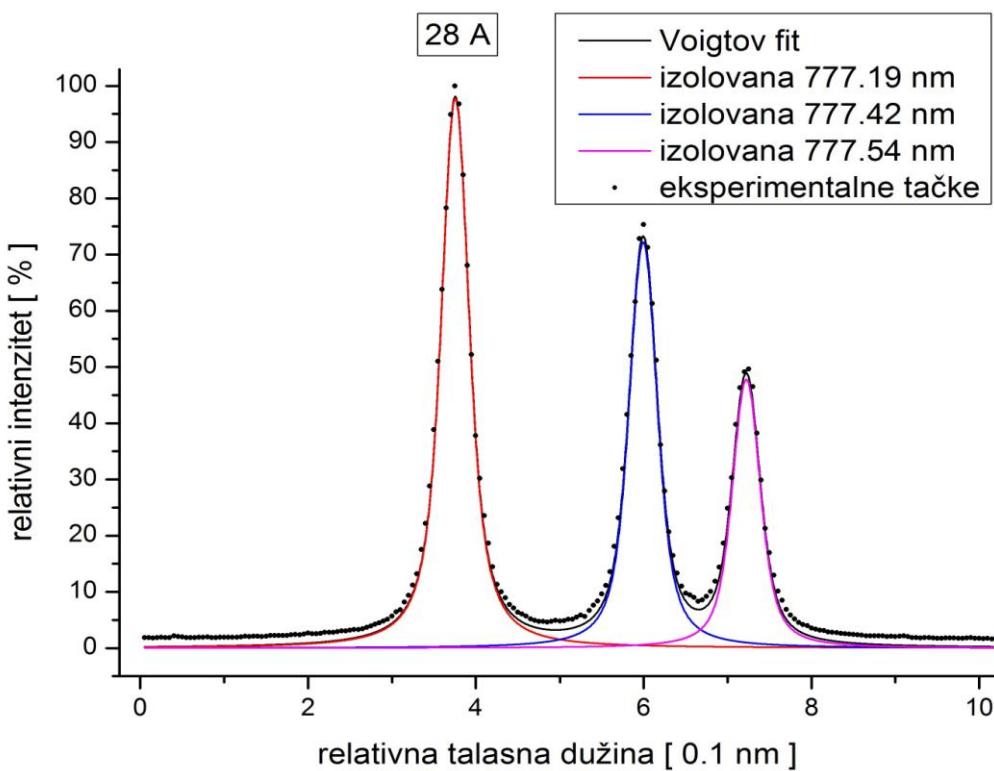
Zatim je pristupljeno obradi dobijenih podataka i profila. Vršena su poređenja rastojanja centara pikova, odnosi njihovih površina, odnosi intenziteta izolovanih i neizolovanih pikova. Takođe su sa grafika određene i poluširine izolovanih pikova, a zatim i ukupne poluširine celog profila u odnosu na srednji i najmanji pik.

Ovako detaljna obrada rezultata je vršena radi mogućnosti poređenja sa teorijskim vrednostima i sa rezultatima drugih eksperimenata.

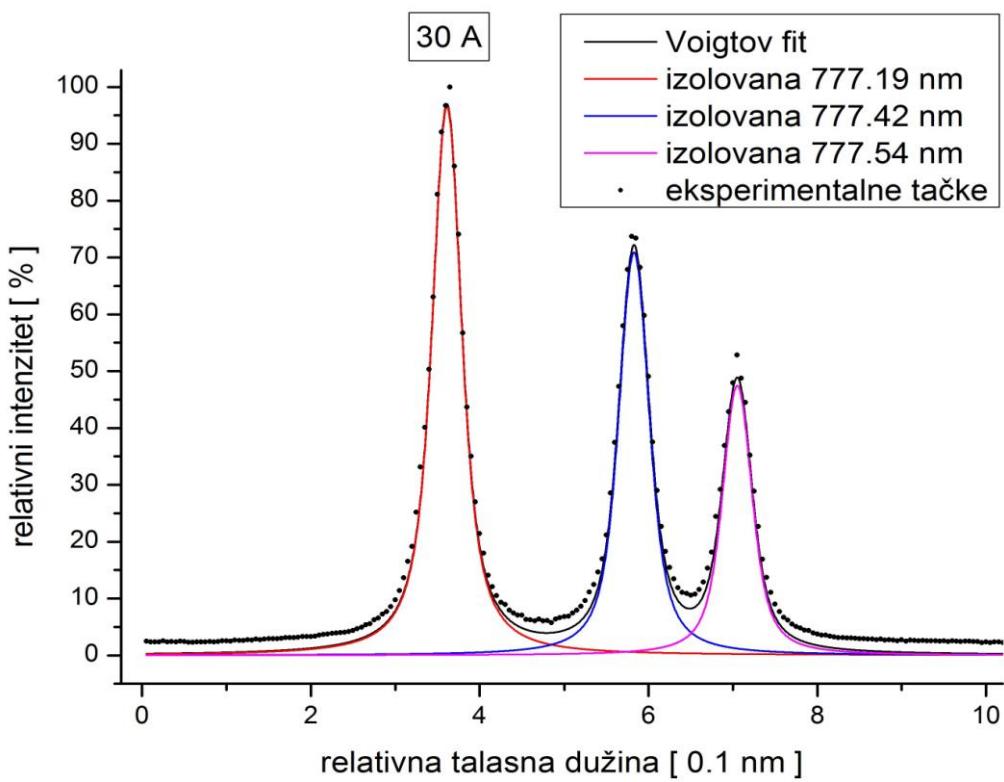
Svi pomenuti rezultati su sabrani u tabeli 4.3.



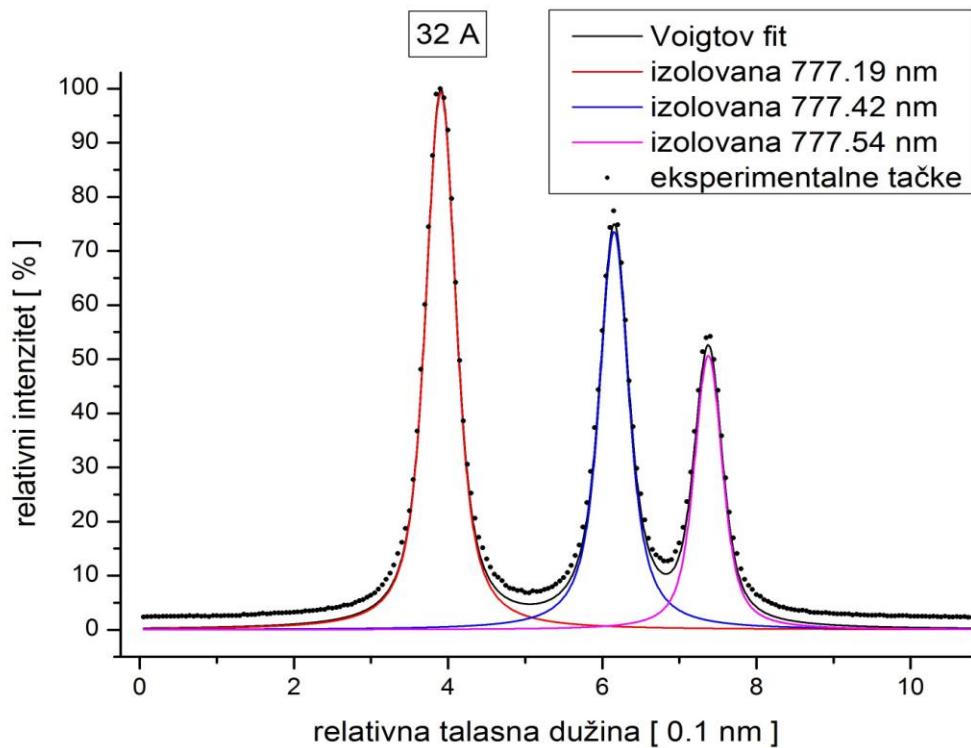
Slika 4.2 Spektralna linija OI 777 nm snimana pri jačini struje 26 A



Slika 4.3 Spektralna linija OI 777 nm snimana pri jačini struje 28 A



Slika 4.4 Spektralna linija OI 777 nm snimana pri jačini struje 30 A



Slika 4.5 Spektralna linija OI 777 nm snimana pri jačini struje 32 A

Tabela 4.3 Pregled rezultata dobijenih analizom snimljenih profila

		26 A	28 A	30 A	32 A
Relativni položaj centra pik [0.1 nm]	C₁	3.874	3.755	3.612	3.907
	C₂	6.120	5.993	5.827	6.153
	C₃	7.411	7.223	7.051	7.376
Lorentzova poluširina pika [0.1 nm]	W_{L1}	0.217	0.274	0.309	0.304
	W_{L2}	0.219	0.237	0.267	0.340
	W_{L3}	0.206	0.225	0.254	0.253
Gaussova poluširina pika [0.1 nm]	W_{G1}	0.261	0.218	0.212	0.272
	W_{G2}	0.271	0.252	0.259	0.220
	W_{G3}	0.277	0.256	0.257	0.274
Površina pika [r.j.]	A₁	0.301	0.402	0.414	0.555
	A₂	0.211	0.288	0.296	0.413
	A₃	0.136	0.187	0.192	0.255
Rastojanje centara pikova [0.1 nm]	C₁ - C₂	2.246	2.238	2.215	2.246
	C₂ - C₃	1.291	1.230	1.224	1.223
	C₁ - C₃	3.537	3.468	3.439	3.469
Odnosi površina pikova	A₁ / A₂	1.427	1.396	1.395	1.344
	A₂ / A₃	1.552	1.542	1.544	1.618
	A₁ / A₃	2.216	2.152	2.154	2.175
Odnosi intenziteta izolovanih pikova	I₁ / I₂	1.460	1.354	1.362	1.350
	I₂ / I₃	1.524	1.512	1.494	1.452
	I₁ / I₃	2.225	2.046	2.034	1.960
Poluširine izolovanih pikova [0.1 nm]	W₁	0.396	0.398	0.422	0.470
	W₂	0.406	0.401	0.431	0.453
	W₃	0.404	0.397	0.419	0.434
Odnosi intenziteta neizolovanih pikova	I_{N1} / I_{N2}	1.447	1.339	1.343	1.332
	I_{N2} / I_{N3}	1.512	1.497	1.477	1.424
	I_{N1} / I_{N3}	2.187	2.004	1.984	1.898
Ukupna W u odnosu na srednji pik [0.1 nm]	W_{uk(2)}	3.916	3.840	3.838	3.908
Ukupna W u odnosu na najmanji pik [0.1 nm]	W_{uk(3)}	4.056	3.983	3.987	4.047
Koncentracija elektrona [cm⁻³]	N_e	$2.68 \cdot 10^{16}$	$2.95 \cdot 10^{16}$	$3.59 \cdot 10^{16}$	$3.64 \cdot 10^{16}$

4.3 Diskusija rezultata

Prema NISTovoj bazi podataka [38] za posmatrani kiseonikov triplet intenziteti linija S_{ik} proporcionalni verovatnoći prelaza A_{ki} ili jačinama oscilatora f_{ik} su dati u tabeli 4.4. Pri tome, parametar S_{ik} ne zavisi od energije prelaza.

Tabela 4.4 NISTovi podaci intenziteta linija za odgovarajuću talasnu dužinu

talasna dužina prelaza	S_{ik} [a. u.]
777.194	59.9
777.417	42.9
777.539	25.7

Da bi se NISTovi podaci mogli uporediti sa dobijenim eksperimentalnim rezultatima, potrebno je naći odnose S_{ik} intenziteta linija, a nije na odmet odrediti rastojanje između centara pikova tripleta. Ovi odnosi su prikazani u tabeli 4.5.

Tabela 4.5 Analiza NISTovih podataka

Rastojanje centara pikova [nm]	$C_1 - C_2$	0.223
	$C_2 - C_3$	0.122
	$C_1 - C_3$	0.345
Odnosi S_{ik} intenziteta linija	$S_{ik(1)} / S_{ik(2)}$	1.396
	$S_{ik(2)} / S_{ik(3)}$	1.669
	$S_{ik(1)} / S_{ik(3)}$	2.331

Poređenje NISTovih podataka odnosa intenziteta pojedinih pikova iz tabele 4.5 i eksperimentalnih rezultata odgovarajućih odnosa površina pikova iz tabele 4.3, pokazuje slaganje unutar $4.8 \pm 1.3\%$. U slučaju poređenja eksperimentalnih i teorijskih rastojanja između centara pikova, ovo slaganje je unutar $1.1 \pm 1\%$.

Još jedan vid provere eksperimentalnih rezultata vršen je poređenjem dobijenih Lorentzovih poluširina sa teorijski izračunatim Starkovim poluširinama w_{tot} na osnovu formule (1.47). Prvo se morala odrediti elektronska sudarna polu – poluširina w_e i parametar jonskog širenja A. U tu svrhu su na osnovu Griemovih podataka o širenju spektralnih linija [11] napravljeni kalibracioni grafici zavisnosti polu – poluširine w_e i parametra jonskog širenja A od temperature. Ovi grafici su prikazani na slikama 4.6 i 4.7. Dobijene tačke su fitovane eksponencijalnom funkcijom u oba slučaja.

Kako je temperatura plazme tokom eksperimenta procenjena na vrednost između 8000 K i 9000 K, prilikom određivanja w_e i A je za temperaturu uzeta vrednost 8500 K sa greškom od 800 K. Na taj način su dobijene vrednosti:

$$w_e = 0.029 \cdot 10^{-1} \text{ nm}$$

$$A = 0.013$$

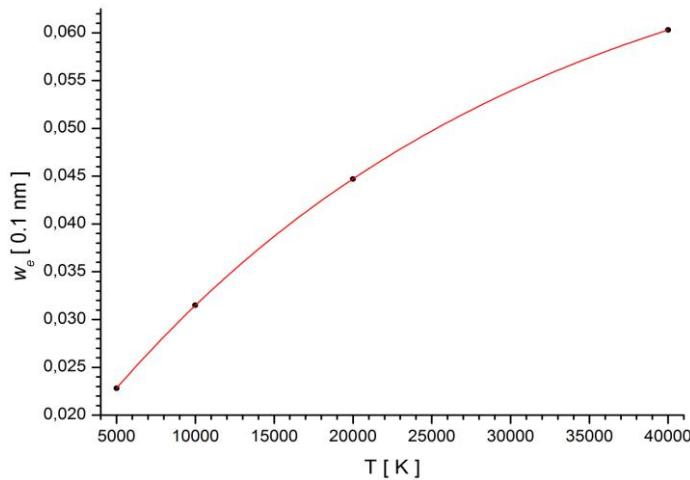
Nakon toga su na osnovu (1.42) i (1.47) teorijski izračunate vrednosti parametra R i ukupne Starkove poluširine w_{tot} (uključujući i njenu standardnu grešku) za sve četiri vrednosti dobijenih koncentracija. Rezultati ovih teorijskih proračuna zajedno sa odgovarajućim relativnim odstupanjima za eksperimentalno određene poluširine Lorentzovih profila su sabrani u tabeli 4.6 u zavisnosti od koncentracije elektrona.

Tabela 4.6 Poređenje teorijskih i eksperimentalnih rezultata

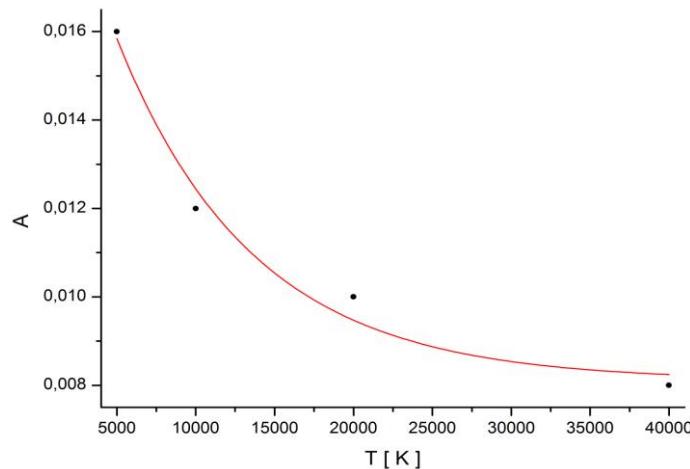
N_e [cm ⁻³]	$2.68 \cdot 10^{16}$	$2.95 \cdot 10^{16}$	$3.59 \cdot 10^{16}$	$3.64 \cdot 10^{16}$	
w_{tot} [0.1 nm]	0.158	0.174	0.212	0.215	
R	$4.43 \cdot 10^{-7}$	$4.50 \cdot 10^{-7}$	$4.65 \cdot 10^{-7}$	$4.66 \cdot 10^{-7}$	
Lorentzova poluširina pika [0.1 nm] i njeno relativno odstupanje od w_{tot} [%]	W_{L1}	0.217 37 %	0.274 57 %	0.309 46 %	0.304 41 %
	W_{L2}	0.219 38 %	0.237 36 %	0.267 26 %	0.340 58 %
	W_{L3}	0.206 30 %	0.225 29 %	0.254 20 %	0.253 18 %

Standardna greška za sve četiri w_{tot} vrednosti iznosi 10^{-5} nm, gde je prilikom izračunavanja za ΔT uzeto 800 K. Zaključeno je da je srednje relativno odstupanje eksperimentalno dobijenih i teorijski izračunatih rezultata oko $32 \pm 9\%$.

Na osnovu kritičkih pregleda Starkovih širina i pomeraja spektralnih linija, koje su izvršili Konjević, Lesage i ostali [18, 19, 20, 21, 22, 25] od 1973. do 2007. godine, utvrđeno je da nisu vršena eksperimentalna merenja Starkovih poluširina za neutralnu kiseonikovu OI liniju na 777 nm.



Slika 4.6 Zavisnost w_e od temperature



Slika 4.7 Zavisnost A od temperature

4.3.1 Moguće primene OI 777 nm spektralne linije kroz rade druge drugih autora

Kiseonikov neutralni triplet OI 777 nm je našao primenu u mnogim oblastima.

U radovima Kiselmana [17], Fabbiana [8], Pereire [30] i Prakapavičiusa [32] se na osnovu ovog tripleta proverava odnos zastupljenosti kiseonika i gvožđa u zvezdama, čime se određuje njihov stadijum razvoja kroz različite modele (model LTR i modeli uz odstupanje od LTR). Mehanizme populacije $3s\ ^5S^0$ nivoa je objasnio Milosavljević [28], a potom je svoja istraživanja primenio u aktinometriji, gde je OI 777 triplet pogodan zbog relativno jednakih intenziteta linija.

Jenniskens [14] je našao zavisnost brzine i mase meteorita od temperature vazdušne plazme koja nastaje oko njega. Zaključio je da je OI 777 komponenta odgovorna za emisiju Ca^+ i Mg^+ zbog visoke ekskcitacione energije atomskog kiseonika (10.74 eV).

Takođe su vršene razne teorijske provere različitih modela, gde je OI 777 nm spektralna linija najčešće korišćena kao referentna linija. Bridges i Wiese [2] su triplet koristili pri određivanju verovatnoća prelaza drugih linija, dok je Chung [4] ponovo merio energije prelaza radi preciznijeg određivanja jačine oscilatora i verovatnoća prelaza.

U industriji se kiseonikov triplet može koristiti npr. za detekciju kiseonika kada se kiseonično – argonskom plazmom deluje na nerđajući čelik u cilju ispitivanja njegove izdržljivosti (Chuang [3]). Krstulović je kiseoničnom plazmom tretirao PET filmove [24] i aluminijumske filmove [23], a potom se analizom optičke emisione spektroskopije OI 777 linije posmatrala interakcija navedenih filmova sa kiseoničnom plazmom u toku vremena izlaganja i uticaj oksidnog sloja na difuziju elemenata ka površini folija. Škoro [34] je pratio triplet pri tretiranju osetljivih površina plazmom pri različitim pritiscima i temperaturama, dok je Tian [35] vršio sličnu analizu na praškastim materijalima. Phuoc [31] je na osnovu H_α i OI tripleta određivao odnos smeše goriva i vazduha u motorima.

ZAKLJUČAK

Zadatak ovog rada je bio da se odrede karakteristike neutralnog kiseonikovog tripleta na 777 nm emitovanog iz lučne plazme. Pre svega, izvršeno je merenje instrumentalne poluširine i snimanje vodonikove H_{β} linije radi određivanja elektronske koncentracije. Nakon što je ispitana i pojava samoapsorpcije, pristupljeno je snimanju kiseonikovog tripleta za različite vrednosti jačina struja kroz električni luk, a samim tim i za različite vrednosti elektronskih koncentracija u plazmi. Dobijeni su profili sa vrlo blagom asimetrijom, te je zbog toga korišćen standardni metod dekonvolucije simetričnog Lorentzovog i Gaussovog profila. Nakon obrade podataka posebno napisanim računarskim programom, dobijene su informacije o relativnim položajima centara pikova tripleta, njihove Gaussove i Lorentzove poluširine kao i površine pikova. Na osnovu njih su nađeni razni odnosi za različite uslove merenja, kao što su na primer rastojanja centara pikova, odnosi njihovih površina i intenziteta, određene su ukupne poluširine u odnosu na srednji i najmanji pik, itd.

Cilj ove analize je bila mogućnost poređenja eksperimentalno dobijenih rezultata sa teorijski izračunatim vrednostima, ili eventualno sa eksperimentalnim vrednostima drugih autora. Poređenjem rastojanja centara i odnosa površina sa odgovarajućim vrednostima koje daje NISTova baza podataka [38], dobijena su slaganja unutar $1.1 \pm 1\%$ za rastojanja centara i $4.8 \pm 1.3\%$ za odnose površina pikova. Eksperimentalno dobijene Lorentzove poluširine su poređene sa teorijski izračunatim Starkovim poluširinama w_{tot} (1.47) uz pomoć Griemovih podataka o širenju spektralnih linija [11]. Dobijeno je slaganje unutar $32 \pm 9\%$. Što se tiče eksperimentalnih rezultata drugih autora, u kritičkim pregledima Starkovih širina i pomeraja spektralnih linija, koje su izvršili Konjević, Lesage i ostali [18, 19, 20, 21, 22, 25] od 1973. do 2007. godine, nisu nađeni podaci o poluširinama kiseonikovog tripleta na 777 nm, te se u ovom slučaju ne može dati neko generalno poređenje.

Neutralni kiseonikov triplet na 777 nm je pogodan za karakterizaciju kako laboratorijskih, tako i astrofizičkih i industrijskih plazmi koje u sebi sadrže kiseonik, o čemu svedoče brojni pomenuti radovi.

LITERATURA

- [1] ALI A. W., GRIEM H. R., „Theory of Resonance Broadening of Spectral Lines by Atom-Atom Impacts“, Phys. Rev. 140, 366 (1966).
- [2] BRIDGES J. M., WIESE W. L., „Transition probabilities for the $3s\ ^3S^0 - 4p\ ^3P$ and $3s\ ^5S^0 - 4p\ ^5P$ multiplets in O I“, Phys. Rev. A 57, 4960 (1998).
- [3] CHUANG S., DUH J. G., „Exploration of surface hydrophilic properties on AISI 304 stainless steel and silicon wafer against aging after atmospheric pressure plasma treatment“, Japanese Journal of Applied Physics 53, 11S (2014).
- [4] CHUNG S., LIN C. C., LEE E. T. P., „Transition probabilities of OI spectral lines“, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 36, 127 (1986).
- [5] ĆIRIŠAN M., „Određivanje Starkovih parametara spektralnih linija Xe II u plazmi impulsnog luka“, Magistarski rad, Novi Sad (2006).
- [6] DAVIES J. T., VAUGHAN J. M., „A new tabulation of the Voigt profile“, Astroph. J. 137, 1302 (1963).
- [7] ĐUROVIĆ S., „Starkovo širenje i pomeranje spektralnih linija neutralnih halogenih elemenata u plazmi stabilisanog električnog luka“, Doktorska disertacija, Beograd (1989).
- [8] FABBIAN D., ASPLUND M., BARKLEM P. S., CARLSSON M., KISELMAN D., „Neutral oxygen spectral line formation revisited with new collisional data: large departures from LTE at low metallicity“, Astronomy & Astrophysics 500(3), 1221 (2009).
- [9] GAJO T., „Starkovo širenje spektralnih linija jonizovanog argona u plazmi“, Magistarski rad, Novi Sad (2013).
- [10] GRIEM H. R., „Plasma Spectroscopy“, McGraw-Hill, New York (1964).
- [11] GRIEM H. R., „Spectral Line Broadening by Plasmas“, Academic Press, New York (1974).
- [12] GRIEM H. R., BARANGER M., KOLB A. C., OERTEL G. K., „Stark Broadening of Neutral Helium Lines in a Plasma“, Phys. Rev. 125, 177 (1962).
- [13] HOLTSMARK J., Ann. Phys. 58, 577 (1919.)
- [14] JENNISKENS P., LAUX C. O., WILSON M. A., SCHALLER E. L., „The mass and speed dependence of meteor air plasma temperatures“, Astrobiology 4(1), 81 (2004).

- [15] KELLEHER D. E., „Stark broadening of visible neutral helium lines in a plasma“, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 25, 191 (1981).
- [16] KEPPEL P., GRIEM H. R., „Improved Stark Profile Calculations for the Hydrogen Lines H_α , H_β , H_γ , and H_δ “, Phys. Rev. 173, 317 (1968).
- [17] KISELMAN D., „The 777 nm oxygen triplet in the Sun and solar-type stars, and its use for abundance analysis“, Astronomy and Astrophysics 275, 269 (1993).
- [18] KONJEVIĆ N., „Plasma broadening and shifting of non-hydrogenic spectral lines: present status and applications“, Physics Reports 316(6), 339 (1999).
- [19] KONJEVIĆ N., DIMITRIJEVIĆ M. S., „Experimental Stark widths and shifts for spectral lines of neutral atoms (A critical review of selected data for the period 1976 to 1982)“, J. Phys. Chem. Ref. Data 13(3), 619 (1984).
- [20] KONJEVIĆ N., LESAGE A., FUHR J. R., WIESE W. L., „Experimental Stark widths and shifts for spectral lines of neutral and ionised atoms (A critical review of selected data for the period 1989 through 2000)“, J. Phys. Chem. Ref. Data, 31(3), 819 (2002).
- [21] KONJEVIĆ N., ROBERTS J. R., „A critical review of the Stark widths and shifts of spectral lines from Non-hydrogenic atoms“, J. Phys. Chem. Ref. Data 5(2), 209 (1976).
- [22] KONJEVIĆ N., WIESE W. L., „Experimental Stark widths and shifts for spectral lines of neutral and ionized atoms (A critical review of selected data for the period 1983 to 1988)“, J. Phys. Chem. Ref. Data 19(6), 1307 (1990).
- [23] KRSTULOVIĆ N., CVELBAR U., VESEL A., MILOŠEVIĆ S., MOZETIĆ M., „An optical-emission-spectroscopy characterization of oxygen plasma during the oxidation of aluminium foils“, Materials and technology 43(5), 245 (2009).
- [24] KRSTULOVIĆ N., LABAZAN I., MILOŠEVIĆ S., CVELBAR U., VESEL A., MOZETIĆ M., „Optical emission spectroscopy characterization of oxygen plasma during treatment of a PET foil“, Journal Of Physics D: Applied Physics 39(17), 3799 (2006).
- [25] LESAGE A., „Experimental Stark widths and shifts for spectral lines of neutral and ionized atoms (A critical review of selected data for the period 2001-2007)“, New Astronomy Reviews 52, 471 (2009).
- [26] LOEWEN E., „Diffraction Grating Handbook“, Newport Corporation, New York, 2005.
- [27] MILIĆ S. B., „Osnove fizike gasne plazme“, Građevinska knjiga, Beograd, 1989.

- [28] MILOSAVLJEVIĆ V., ELLINGBOE A. R., DANIELS S., „Influence of plasma chemistry on oxygen triplets“, *The European Physical Journal D* 64, 437 (2011).
- [29] MITCHNER M., KRUGER H. C. JR., „Partially ionized gases“, John Wiley & Sons, 1973.
- [30] PEREIRA T. M. D., ASPLUND M., KISELMAN D., „Oxygen lines in solar granulation; II. Centre-to-limb variation, NLTE line formation, blends and the solar oxygen abundance“, *Astronomy & Astrophysics* 507, 417 (2009).
- [31] PHUOC T. X., „Laser-induced spark for simultaneous ignition and fuel-to-air ratio measurements“, *Optics and Lasers in Engineering* 44, 520 (2006).
- [32] PRAKAPAVIČIUS D., STEFFEN M., KUČINSKAS A., LUDWIG H.-G., FREYTAG B., CAFFAU E., CAYREL R., „Oxygen spectral line synthesis: 3D non-LTE with CO⁵BOLD hydrodynamical model atmospheres“, *Mem. S.A.It.* 75, 282 (2008).
- [33] SAVIĆ I., „Uticaj dinamike jona na pomeraj spektralnih linija neutralnog helijuma u plazmi“, Diplomski rad, Novi Sad, 1995.
- [34] ŠKORO N., SPASIĆ K., PUAČ N., MALOVIĆ G., PETROVIĆ Z. LJ., „Diagnostics of low-pressure RF oxygen plasma suitable for treatment of sensitive surfaces“, 20th International Conference on Gas Discharges and their Applications, 28570 (2014).
- [35] TIAN Y., CHEUNG H. C., ZHENG R., MA Q., CHEN Y., GILON N. D., YU J., „Elemental analysis of powders with surface-assisted thin film laser-induced breakdown spectroscopy“, *Spectrochimica Acta Part B* 124, 16 (2016).
- [36] VIDAL C. R., COOPER J., SMITH E. W., „Hydrogen Stark broadening calculations with the unified classical path theory“, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 10(9), 1011 (1970).
- [37] VIDAL C. R., COOPER J., SMITH E. W., „Hydrogen Stark-broadening tables“, *The Astrophysical Journal Supplement Series* 214(25), 37 (1973).
- [38] physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije:

Monografska dokumentacija

TD

Tip zapisa:

Tekstualni štampani materijal

TZ

Vrsta rada:

Master rad

VR

Autor:

Kristina Vučković

AU

Mentor:

prof. dr Zoran Mijatović

MN

Naslov rada:

Karakteristike kiseonikovog tripleta na 777 nm emitovanog iz lučne plazme

NR

Jezik publikacije:

srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda:

srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja:

Srbija

ZP

Uže geografsko područje:

Vojvodina

UGP

Godina:

2016

GO

Izdavač:

Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa:

Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4,
Novi Sad

MA

Fizički opis rada:

FO

Naučna oblast:

Fizika

NO

Karakteristike kiseonikovog tripleta na 777 nm emitovanog iz lučne plazme

Master rad

<i>Naučna disciplina:</i>	Fizika plazme
ND	
<i>Predmetna odrednica/ ključne reči:</i>	optička dijagnostika, kiseonikov triplet na 777 nm
PO	
UDK	
<i>Čuva se:</i>	Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu
ČU	
<i>Važna napomena:</i>	nema
VN	
<i>Izvod:</i>	Zadatak ovog rada je eksperimentalno određivanje karakteristika spektralnih linija neutralnog kiseonikovog tripleta, a pre svega Starkovih poluširina, na 777 nm emitovanih iz lučne plazme.
IZ	
<i>Datum prihvatanja teme od NN veća:</i>	21. 10. 2016.
DP	
<i>Datum odbrane:</i>	31. 10. 2016.
DO	
<i>Članovi komisije:</i>	
KO	
<i>Predsednik:</i>	prof. dr Stevica Đurović
<i>član:</i>	prof. dr Srđan Rakić
<i>član:</i>	prof. dr Zoran Mijatović

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type: Monograph publication

DT

Type of record: Textual printed material

TR

Content code: Final paper

CC

Author: Kristina Vučković

AU

Mentor/comentor: prof. dr Zoran Mijatović

MN

Title: Characteristics of oxygen triplet at 777 nm emitted from the arc plasma

TI

Language of text: Serbian (Latin)

LT

Language of abstract: English

LA

Country of publication: Serbia

CP

Locality of publication: Vojvodina

LP

Publication year: 2016

PY

Publisher: Author's reprint

PU

Publication place: Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

PP

Physical description:

PD

Scientific field: Physics

SF

Scientific discipline: Plasma physics

SD

Subject/ Key words: optical diagnostics, oxygen triplet at 777 nm

SKW

UC

Holding data: Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

HD

Note: none

N

Abstract: The aim of this work is to experimentally determine the characteristics of neutral oxygen spectral lines, especially Stark halfwidths, at 777 nm emitted from the arc plasma.

Accepted by the Scientific Board: 21. 10. 2016.

ASB

Defended on: 31. 10. 2016.

DE

Thesis defend board:

DB

President: prof. dr Stevica Đurović

Member: prof. dr Srđan Rakić

Member: prof. dr Zoran Mijatović