



**UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU**



**USPOSTAVLJANJE KORELACIJE IZMEĐU
STARKOVIH POLUŠIRINA SPEKTRALNIH PROFILA
SNIMANIH DUŽ I NORMALNO NA OSU
ELEKTRIČNOG LUKA**

-MASTER RAD-

Mentor:

dr Zoran Mijatović

Kandidat :

Ivana Sremački

Novi Sad, 2015.

Master rad je urađen pod rukovodstvom profesora dr Zorana Mijatovića,
kome se zahvaljujem na predloženoj temi i ukazanoj pomoći prilikom njene realizacije.
Zahvalnost dugujem i svojim najbližima.

Ivana Sremački

SADRŽAJ

UVOD	i-ii
------------	------

GLAVA I : Teorijski uvod

Elektromagnetno zračenje plazme	1
1. Širenje spektralnih linija u plazmi	2
1.1. Prirodno širenje.....	3
1.2. Dopplerovo širenje.....	4
1.3. Širenje usled pritiska	5
1.3.1. Rezonantno širenje	6
1.3.2. Van der Wallsovo širenje	6
1.3.3. Starkovo širenje	7
1.4. Osnovni elementi teorije Starkovog širenja	8
1.5. Uticaj jona na širenje izolovanih linija	9
1.6. Instrumentalno širenje.....	12
1.7. Eksperimentalni profil.....	13
1.8. Aproksimativni metod za dekonvoluciju Gaussovog i $j_{A,R}(x)$ profila spektralnih linija neutralnih elemenata	14
1.9. Vodonične linije	18

GLAVA II : Eksperiment

2.1. Izvor plazme	19
2.2. Gasni sistem	20
2.3. Električni sistem	20
2.4. Optički sistem.....	21

GLAVA III : Rezultati merenja i obrada podataka

3.1. Vodonik H_{β}	24
3.2. Ugljenik CI 505.2 nm	25
3.2.1. CI 505.2 nm uzduž.....	26
3.2.2. CI 505.2 nmpopreko.....	28
3.3. Ugljenik CI 538 nm	33
3.3.1. CI 538 nm uzduž.....	34
3.3.2. CI 538 nm popreko.....	35

3.4. Kiseonik OI 436.8 nm	39
3.4.1. OI 436.8 nm uzduž	39
3.4.2. OI 436.8 nm popreko	41
3.5. Diskusija rezultata	44
3.6. Primer primene dobijenih rezultata	46
ZAKLJUČAK.....	49
Literatura.....	50

UVOD

Zadatak ovog rada je nalaženje korelacije između veličina koje karakterišu spektralne linije emitovane iz stabilisanog električnog luka, duž i normalno na njegovu osu pri različitim strujama pražnjenja, odnosno pri različitim koncentracijama emitera. Snimane spektralne linije su Cl 505.2 nm, Cl 538 nm, OI 436.8 nm i linija H β u cilju dijagnostike plazme. Veličine koje su se upoređivale pri uzdužnom i poprečnom snimanju su Starkova poluširina kod ugljenikovih linija i H β linije kao i razmak i odnos intenziteta između pikova kiseonikove neutralne linije i njemu bliske linije.

Kao izvor plazme korišćen je zidom stabilisani luk u kom nastaje plazmeni stub cilindričnog oblika. Parametri plazme dobijene u luku, su funkcija rastojanja od ose luka što dovodi do toga da se osobine linije, emitovane duž ose luka i iz nekog sloja plazmenog cilindra na rastojanju r od ose, razlikuju. Pri uzdužnom snimanju zračenja iz električnog luka dobijaju se prave vrednosti parametara koje karakterišu generisani plazmeni stub. Međutim usled poprečnog posmatranja luka registruje se sumarno zračenje iz različitih slojeva plazmenog cilindra, pa se obradom detektovanog zračenja dobijaju integralne vrednosti pojedinih veličina. U slučaju plazmi sa cilindričnom simetrijom kao što je plazma kakva nastaje u električnom luku, da bi se iz registrovanih integralnih vrednosti dobile lokalne vrednosti ispitivanih veličina (emisivnost, indeks prelamanja, koeficijent apsorpcije...) koristi se Abelova inverzija. Matematički metod abelovanja nije moguć u slučaju kada se radi o plazmi nepravilnog oblika. Nalaženje adekvatne veze između veličina koje karakterišu spektralnu liniju u slučaju uzdužnog i bočnog posmatranja zračenja iz luka, omogućava određivanje parametara radijalno simetrične plazme na njenoj osi obradom poprečno snimljenih spektralnih linija bez primene Abelove inverzije. Uspostavljanje korelacije između parametara spektralnih linija snimljenih uzduž i popreko direktno pokazuje mogućnost primene u dijagnostici radijalno simetričnih nehomogenih plazmi, što je konačan cilj ovog rada.

U prvoj glavi opisan je mehanizam širenja spektralnih linija emitovanih iz plazme. Posebno je istaknut mehanizam Starkovog širenja s obzirom na to da je poluširina linije proširena na ovaj način direktno srazmerna elektronskoj koncentraciji u plazmi. Kako se u ovom radu posmatrane linije neutralnog ugljenika i kiseonika, opisan je koncept Starkovog širenja linija koje potiču od neutralnih emitera sa aspekta sudarne i kvazistatičke aproksimacije. Detaljno je opisan aproksimativni metod dekonvolucije asimetričnih profila spektralnih linija koje emituju neutrali i koji je korišćen u ovom radu u cilju dobijanja Starkove poluširine asimetričnih $j_{A,R}(x)$ profila. Na samom kraju teorijskog uvoda ukratko je izložena VCS teorija koja se koristila za izračunavanje elektronske koncentracije plazme na osnovu poluširine H β linije.

U drugoj glavi opisan je eksperiment. Opisana je konstrukcija zidom stabilisanog električnog luka, prikazani su posebno gasni, električni i optički sistem. Postavka optičkog sistema je prikazana u slučaju snimanja spektralnih linija duž i normalno na geometrijsku osu luka za slučaj različitih detekcionih sistema (ICCD kamera i fotomultiplikatorska cev).

Treća glava prezentuje eksperimentalne podatke i rezultate obrade spektralnih linija na opisan način aproksimativne dekonvolucije profila. Navedeni su rezultati dijagnostike plazme na osnovu obrade vodonikove H_{β} linije, snimane uzduž i popreko.

Prikazani su rezultati dekonvolucije spektralnih linija Cl 505.2 nm i Cl 538 nm snimanih uzduž i popreko, kao i rezultati obrade kiseonikove OI 436.8 nm i njemu bliske linije prilikom uzdužnog i poprečnog snimanja spektralnih linija emitovanih iz luka. Grafički su date korelacije između parametara prilikom uzdužnog i poprečnog snimanja, kod H_{β} linije to je bila veza između izračunatih elektronskih koncentracija iz poluširina vodonikove linije. Kod ugljenikovih linija grafički je prikazana veza između Starkovih poluširina spektralnih linija snimanih uzduž i popreko u zavisnosti od jačine struje kroz luk, tj. elektronske koncentracije. Kako dekonvolucija kiseonikove linije nije bila moguća, s obzirom na pojavu bliske linije uz nju, parametar koji je pokazivao korelaciju između uzdužnog i poprečnog snimanja spektralnih linija bio je odnos intenziteta i razmak između pikova ove dve linije koji se menjao sa elektronskom koncentracijom u plazmi.

Kada se posmatraju rezultati koji su dobijeni prilikom snimanja svih spektralnih linija, nalaženjem pravilnosti koje opisuju njihove numeričke vrednosti može se formulirati apsolutna veza između uzdužnog i poprečnog snimanja linija emitovanih iz luka. U ovom radu pravilnost između eksperimentalnih rezultata uočena je kod odnosa Starkovih poluširina linija snimanih uzduž i popreko normiranih na elektronsku koncentraciju za linije ugljenika i vodoničnu. Ovako definisanoj apsolutnoj korelaciji odgovaraju i odnosi intenziteta kiseonikove i njemu bliske linije kao i razmaka između njihovih pikova normiranih na koncentraciju.

Na samom kraju trećeg poglavlja dat je primer primene dobijenih rezultata u kom je prikazan način izračunavanja elektronske koncentracije na osi luka iz poluširine poprečno snimljene H_{β} linije. U skladu sa tim kao moguć primer primene navedena je laserski proizvedena plazma, čija se elektronska koncentracija na osi može izračunati iz popreko snimljenih spektralnih linija.

GLAVA I

Teorijski uvod

Elektromagnetno zračenje plazme

Plazma predstavlja jak izvor elektromagnetnog zračenja u širokom opsegu spektra. Proučavanjem zračenja iz plazme dobijaju se informacije o sastavu plazme i o fizičkim procesima koji se u njoj odigravaju u trenutku emisije. Najčešće korišćen eksperimentalni metod za određivanje parametara plazme tj. sastava plazme, koncentracije i temperature njenih komponenata, jeste spektroskopska analiza njenog zračenja. Mehanizmi emitovanja fotona u nekoj materijalnoj sredini se obično dele se na nekoherentne (individualne) i koherentne (kolektivne) [1].

Proces nekoherentne emisije razlikuje tri tipa prelaza :

Slobodno - slobodni prelazi

Kod ovih prelaza elektron je u početnom i krajnjem stanju slobodan, što znači da do emisije dolazi usled njegovog ubrzanja pri sudaru sa česticom (zakočno zračenje) ili usled ciklotronske rotacije u magnetnom polju (ciklotronsko zračenje). Ovako nastalo zračenje se naziva kontinualnim.

Slobodno - vezani prelazi

Kod slobodno - vezanih prelaza elektron je u početnom stanju slobodan a u krajnjem je vezan pa se ovakvo zračenje naziva rekombinacionim i ono takođe ima kontinualni karakter. Minimalna energija odnosno frekvencija ovog zračenja je određena vezivnom energijom pri ugradnji elektrona u atomski omotač i data je kao :

$$v_{\min} = \frac{E_v}{h} \quad 1.0$$

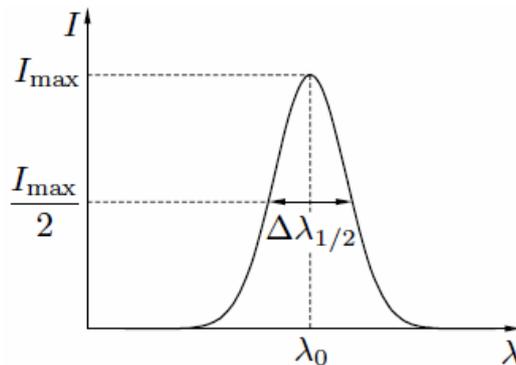
Vezano - vezani prelazi

Na osnovu prethodno iznesenog može se pretpostaviti da je pri ovakvim prelazima elektron u početnom i krajnjem stanju vezan i da do emisije svetlosti dolazi pri prelazu elektrona sa višeg na osnovni nivo pri čemu se emituje kvant odgovarajuće energije. Ovakvo zračenje je linijsko.

Koherentno zračenje se javlja u mikrotalasnom području spektra, vezuje se za kolektivne efekte konstituenata u plazmi i povezano je sa plazmenim frekvencama. Ne koherentno i koherentno zračenje se međusobno ne isključuju već se javljaju istovremeno. U procesu nekoherentne emisije elektron nije izlovan već se nalazi u električnom polju ostalih čestica plazme, na taj način se nekoherentno zračenje u izvesnoj meri modifikuje postojanjem kolektivnih efekata.

1. Širenje spektralnih linija u plazmi

Interakcije u plazmi dovode do pomeranja energetskih nivoa atoma, tako da emitovano zračenje nije strogo monohromatsko, već ima određenu raspodelu intenziteta oko centralne talasne dužine, odnosno frekvencije. Osobine linije koje su najznačajnije u spektroskopiji su : intenzitet linije i oblik profila linije. Tipičan profil linije predstavljen je slikom 1.1. [2] :



Slika 1.1. Izgled profila spektralne linije

Linija je centrirana u odnosu na talasnu dužinu λ_0 (ν_0) kojoj odgovara vrednost maksimalnog intenziteta I_0 . Poluširinom linije, $\Delta\lambda_{1/2}$ ($\Delta\nu_{1/2}$) označava se širina linije na polovini maksimalnog intenziteta $\frac{I_0}{2}$. Profil karakteriše i pomeraj linije $d = \lambda_0 - \lambda_0^*$, gde λ_0^* označava talasnu dužinu maksimuma emitovane linije od strane izolovanog i nepokretnog emitera, kao i eventualna asimetrija profila. Oblast unutar poluširine naziva se centralnom oblašću linije, dok se delovi linije van ove oblasti nazivaju krilima linije. Sve ove karakteristike profila daju informaciju o fizičkim uslovima u kojima se emiter nalazi, koji su posledica termičkog kretanja čestica plazme i interakcije među njima.

Mehanizmi koji dovode do širenja spektralne linije su :

- Prirodno širenje linije - koje je posledica konačnog života atoma u pobuđenom stanju,
- Dopplerovo širenje linije - koje je posledica termalnog kretanja atoma emitera u odnosu na detekcioni sistem,
- Širenje usled pritiska - koje je posledica interakcije atoma emitera sa ostalim česticama u plazmi (perturberima),
- Instrumentalno širenje - koje je posledica difrakcije na pukotinama spektralnog uređaja

Ovi mehanizmi deluju istovremeno na emiter, a njihov uticaj zavisi od uslova koji vladaju u plazmi. Dakle, linija emitovana iz plazme je proširena usled višestrukih mehanizama koji dovode do njenog širenja i kao konačan profil nastaje superpozicija pojedinačnih profila koji se mogu izdvojiti kao dominantni efekti širenja odabirom pogodnog izvora plazme. S tim u vezi ako se proučava širenje usled pritiska kao izvor plazme se bira zidom stabilisan luk koji radi na atmosferskom pritisku ili ako se snima instrumentalni profil linije bira se referentni izvor koji radi na niskom pritisku kao što je šuplja katoda ili Geislerova cev.

1.1 Prirodno širenje

Prirodna širina linije postoji i onda kada su emiteri izolovani i bez termičkog kretanja. Mehanizam prirodnog širenja spektralne linije može se razmatrati kako sa stanovišta klasične elektrodinamike tako i sa stanovišta kvantne mehanike.

Klasičan pristup skup emitora predstavlja skupom oscilatora (dipoli koji se sastoje od elektrona i jezgra) koji pobuđeni osciluju u elastičnoj sredini. Oscilacije ovih oscilatora su prigušene s obzirom na to da dolazi do gubitka energije usled zračenja, što je razlog odsustvovanja strogo monohromatske linije i pojave konačne raspodele oko nje bliskih energija. Raspodela intenziteta zračenja po frekvenciji je Lorentzova raspodela i data je izrazom 1.1 [3] :

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

gde su I_0 i γ maksimalni intenzitet linije i konstanta prigušenja koja je data izrazom :

$$\gamma = \frac{2\pi e^2 \nu^2}{3\epsilon_0 c^3 m} \quad 1.2$$

Ako se u izraz 1.1 ubaci $I(\nu) = \frac{I_0}{2}$ dobija se vrednost za poluširinu linije :

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{\gamma}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau} \quad 1.3$$

Ako se pređe na skalu talasnih dužina i iskoristi relacija $\Delta\nu = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda$, vrednost za poluširinu linije je :

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{c}{\nu^2} \frac{\gamma}{2\pi} = \frac{e^2}{3\epsilon_0 c^2 m} \quad 1.4$$

Ovako definisana prirodna poluširina linije je konstantna vrednost koja iznosi $1.8 \cdot 10^{-5}$ nm koja ne zavisi od talasne dužine emitovanog zračenja kao ni od karakteristika emitora.

Sa stanovišta kvantne mehanike prirodna širina linije je posledica neodređenosti energije stacionarnih stanja atoma između kojih se vrši prelaz. Neodređenost energije je data Heisenbergovom relacijom :

$$\Delta E \Delta t \approx \frac{h}{2\pi} \quad 1.5$$

Pri pobudi atoma u neko ekscitovano stanje, atom neko vreme boravi u pobuđenom stanju i nakon toga se vraća na osnovno stanje uz emisiju fotona frekvencije date Planckovim zakonom.

Neodređenost energije u ekscitovanom stanju obrnuto je proporcionalno vremenu života atoma u pobuđenom stanju :

$$E_n \approx \frac{h}{2\pi\tau_n} \quad 1.6$$

Prilikom prelaza iz stanja i u f neodređenost energije emitovanog fotona je :

$$\Delta E = h\Delta\nu = \Delta E_i + \Delta E_f \quad 1.7$$

Dakle linija emitovana pri prelazu $i \rightarrow f$ ima konačnu širinu koja predstavlja prirodnu širinu linije, koja je na osnovu prethodnih izraza :

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_f} \right) \quad 1.8$$

Iz izraza se može zaključiti da što je vreme života atoma na određenim nivoima kraće, emitovana linija je šira, kao i to da je prelaz sa ekscitovanog na osnovno stanje ($\tau_f \rightarrow \infty$) određen vremenom života ekscitovanog stanja tj. :

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{2\pi\tau_i} \quad 1.9$$

Sa stanovišta kvantne mehanike prirodna poluširina linije zavisi od prirode prelaza i atomskih osobina emitera. Za prosečno vreme života 10^{-8} s prirodna širina je reda veličine 10^{-5} nm pa se često zanemaruje.

1.2. Dopplerovo širenje

Posmatrani skup emitujućih čestica u plazmi se nalazi u stanju neprekidnog kretanja, pri čemu postoji deo čestica koje imaju određenu komponentu brzine u pravcu detektora. Kretanje može biti termalno, kretanje usled turbulencija ili makroskopsko kretanje plazme kao celine u odnosu na posmatrača. Usled ovakvog kretanja posmatrač detektuje više odnosno niže frekvencije u zavisnosti od smera kretanja čestice (ka ili od detektora) u odnosu na frekvenciju koju bi merio u sopstvenom sistemu čestice. Dopplerov pomak je definisan kao :

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = \pm \frac{v}{c} \quad 1.10$$

gde su ν , ν_0 , v detektovana frekvenca, frekvenca u sopstvenom sistemu reference čestice i brzina čestice u pravcu detektora respektivno.

Ako razmatramo termalno kretanje čestica, oni će u slučaju termodinamičke ravnoteže imati brzine koje podležu Maxwelllovoj raspodeli po brzinama, budući da se u laboratorijskim plazmama postiže stanje delimične termodinamičke ravnoteže podrazumeva se da konstituenti plazme podležu pomenutoj raspodeli.

Naime svaki fizički sistem bez obzira na početnu funkciju raspodele čestica teži ka Maxwellizaciji funkcije raspodele putem međučestičnih sudara koji je brz proces i za čije su uspostavljenje odgovorni elektroni. Verovatnoća da čestica mase M i temperature T ima brzinu u intervalu brzine v i $v + dv$ data je izrazom [2] :

$$dP_v = \left(\frac{M}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} e^{-\frac{Mv^2}{2k_B T}} dv \quad 1.11$$

ako pređemo na skalu frekvencija na osnovu izraza za Dopplerov pomak, verovatnoća emisije zračenja frekvencije u opsegu ν i $\nu + d\nu$ u pravcu brzine v je :

$$dP_\nu = \frac{c}{v_0} \left(\frac{M}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} e^{-\frac{Mc^2 (\nu - \nu_0)^2}{2k_B T v_0^2}} d\nu \quad 1.12$$

Kako je intenzitet zračenja proporcionalan veličini dP_ν raspodela intenziteta zračenja je data u obliku :

$$I_\nu = I_0 e^{-\frac{Mc^2 (\nu - \nu_0)^2}{2k_B T v_0^2}} \quad 1.13$$

Sumaran efekat kretanja skupa čestica rezultuje proširenim profilom emitovane spektralne linije koji podleže Gaussovoj raspodeli po frekvencijama. Poluširina Gaussovog profila dobija se iz uslova $I_\nu = \frac{I_0}{2}$ i ona je data sledećim izrazom :

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{2v_0}{c} \sqrt{2 \ln 2 \frac{k_B T}{M}} \quad 1.14$$

tj.

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{2\lambda_0 \sqrt{2 \ln 2 k_B T}}{c} \sqrt{\frac{T}{M}} = 7.16 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{M}} \quad 1.15$$

Iz prethodne dve relacije vidi se da će Dopplerovo širenje spektralnih linija biti izraženije u slučaju visokotemperaturnih plazmi kada se proučava spektar lakih atoma.

1.3. Širenje usled pritiska

Širenje spektralnih linija usled pritiska izazvano je interakcijom atoma emitera sa okolnim česticama u plazmi tzv. perturberima i ono zavisi od pritiska tj. koncentracije ovih čestica. U zavisnosti od vrste interakcije između emitera i perturbera, širenje može biti :

Rezonantno širenje - do kog dolazi usled interakcije emitera i perturbera iste vrste,
 Van der Waalsovo širenje - uslovljeno interakcijom neutralnih perturbera sa emiterom,
 Starkovo širenje - usled interakcije emitera sa naelektrisanim perturberima.

1.3.1. Rezonantno širenje

Rezonantno širenje linije je uzrokovano prisustvom perturbbera u okolini emitera koji su iste vrste. Potencijal interakcije između emitera i perturbbera iste vrste opada sa trećim stepenom rastojanja.

Ovakva vrsta širenja nastaje kada donji i gornji nivo posmatranog prelaza ima dozvoljeni dipolni prelaz na osnovno stanje i kada je emiter okružen istim ili sličnim (odgovarajući energetske nivoi približno jednaki nivoima emitera) atomima u osnovnom stanju. Naime usled deekscitacije pobuđenog atoma/emitera na osnovno stanje može doći do predaje deekscitacione energije atomu iste vrste pri čemu se vreme života pobuđenog stanja skraćuje i time dolazi do širenja spektralne linije. Poluširina proširene linije ovim mehanizmom data je u radu [4] :

$$w_R = 4.3 \cdot 10^{-14} \left(\frac{g_1}{g_R} \right)^{1/2} \lambda^2 \lambda_R f_R n \text{ (cm)} \quad 1.16$$

Gde su veličine $g_1, g_R, \lambda, \lambda_R, f_R$ i n statističke težine osnovnog i posmatranog nivoa, talasna dužina posmatranog zračenja u centimetrima, zatim talasna dužina rezonantnog prelaza, jačina oscilatora posmatranog prelaza i koncentracija perturbbera respektivno. Rezonantno širenje linije je u većini slučajeva malo pa se često zanemaruje u odnosu na druge mehanizme širenja.

1.3.2. Van der Wallsovo širenje

Van der Waalsovo širenje spektralnih linija u plazmi je posledica istoimene interakcije atoma emitera sa neutralnim perturbberima. U osnovi ove vrste širenja je privlačna, kratkodometna interakcija između dipolnih momenata atoma emitera i perturbbera čiji potencijal opada sa šestim stepenom rastojanja. Neutralni atomi deluju na emiter kratkodometnim silama usled čega se energetske nivoi atoma emitera pomeraju u zavisnosti od rastojanja emiter - perturbber. Posledica sumarnog pomeranja energetskih nivoa emitera je širenje emitovane linije a maksimalni intenzitet emitovane linije je na talasnoj dužini koja odgovara najverovatnijem rastojanju između emitera i perturbbera. Poluširina je procenjena na [5] :

$$w_{VW} = 4.09 \cdot 10^{-12} \lambda^2 (\bar{\alpha} \bar{R}^2)^{2/5} \left(\frac{T}{\mu} \right)^{3/10} n \quad 1.17$$

gde je $\bar{\alpha}$ srednja polarizabilnost neutralnih perturbbera, \bar{R}^2 razlika kvadrata vektora položaja elektrona na gornjem (inicijalnom) i donjem (finalnom) energetskom nivou posmatranog prelaza, T je elektronska temperatura, μ redukovana masa sistema emiter - perturbber i n koncentracija perturbbera u osnovnom stanju.

Van der Waalsovo širenje je značajan mehanizam širenja u slučaju plazmi sa visokom koncentracijom neutrala, gde su srednja rastojanja između perturbbera i emitera mala.

1.3.3. Starkovo širenje

Starkov efekat predstavlja pomeranje i cepanje energetskih nivoa atoma koji se nalazi u spoljašnjem električnom polju kao i uklanjanje degeneracije degenerisanih energetskih nivoa. Ako se emiter nalazi u konstantnom električnom polju spektralna linija se pomera i cepa na niz komponenti što je posledica pomeranja i cepanja nivoa. Ako se emiter nalazi u nehomogenom i nestacionarnom električnom polju dolazi do pomaka i širenja emitovanih linija. Atom emiter u plazmi se nalazi u mikroelektričnom polju koje generišu naelektrisane čestice i ovakvo polje je nehomogeno i nestacionarno usled termalnog kretanja čestica, pa se kao sumaran efekat javlja širenje i pomeranje emitovanih linija. U zavisnosti od veze između jačine električnog polja u kom se emiter nalazi i veličine cepanja energetskih nivoa atoma razlikuju se linearan i kvadratični Starkov efekat. Kod linearnog Starkovog efekta pomak energetskog nivoa je u linearnoj vezi sa jačinom električnog polja i on je karakterističan za vodonikov atom i njemu slične. Kvadratičan Starkov efekat je karakterističan za ostale vrste atoma i kod njega se osim širenja linija detektuje i pomak. Starkovo širenje spektralnih linija je najizraženije u plazmi u kojoj se elektroni i joni nalaze u dovoljnoj koncentraciji te prevladavaju Coulombove sile dugog dometa. Kako je emiter jače perturbovan naelektrisanim nego neutralnim česticama, kod visoko jonizovanih plazmi dominantan mehanizam širenja linija jeste Starkovo širenje.

Opšta fizička slika ovog procesa bi bila : atom koji emituje foton iz posmatrane linije je u toku emitovanja perturbovan električnim poljem elektrona i jona u plazmi, pri čemu su ove perturbacije najizraženije u toku sudara sa ovim česticama [1].

Teorije koje se bave izračunavanjem Starkovih profila linije razvile su se u dva pravca [6] . Prvi pravac podrazumeva posebno ispitivanje centra i krila linije (GBKO teorija [7], izračunavanja Benetta i Griema [8] za neutralne emitere i Jonsa, Benetta i Griema [9] za jednostruke jone). Naime kako je perturbacija najizraženija u toku sudara sa česticama, jasno je da usled velike razlike u termalnim brzinama elektrona i jona, vremena sudara emitera i ovih čestica su veoma različita. Vreme sudara sa elektronom je vrlo malo u poređenju sa vremenom između dva sudara sa elektronom, tako da se korespondentno perturbujuće polje manifestuje u obliku kratkotrajnih impulsa, odvojenih vremenskim intervalom koji je znatno duži od trajanja impulsa, pa se u Fourierovom razlaganju polja javljaju visokofrekventne komponente. Uticaj ovih komponenata polja se najviše izražava u okolini centra linije [1]. Starkov efekat pod dejstvom sudara sa elektronima se naziva udarnim širenjem. Joni kao perturberi kreću se dovoljno sporo tako da njihovo prisustvo određuje sporo-promenljive komponente mikropolja, tj. perturbujuće električno mikropolje se za vreme emisije može smatrati kvazistatičkim, što će presudno uticati na oblik krila linija. Profil linije se dobija pogodnim usrednjavanjem preko položaja perturbera. Ovo je tzv. kvazistatička teorija koji je počeo razvijati Holtsmark još 1919. godine a dalja razrada je usledila od strane Margenau, Lewis i Griema [1]. Celokupni profil linije se gradi kao funkcija koja se u centru i na krilima poklapa sa odgovarajućim izrazima koje daju sudarna (elektronska) i kvazistatička (jonska) aproksimacija. Starkov profil se u najjednostavnijem slučaju može predstaviti Lorentzovom raspodelom.

Drugi teorijski pristup se zasniva na proučavanju spektralne linije kao celine i ova teorija se naziva unificiranom (Voslamber [10], Dufty [11], Vidal, Cooper i Smith [12], Barnard, Cooper i Smith [13]). Unificirani metod daje naročito dobre rezultate za linije koje se ne mogu aproksimirati jednostavnim Lorentzovim profilom. U uslovima kada efekti dinamike

jona postaju značajni, ovaj metod bi trebalo da je najpogodniji jer omogućuje istovremeno ravnomerno tretiranje i elektronskih i jonskih efekata. U principu, delovi linija za koje važe sudarna ili kvazistatička teorija, mogu se tačnije opisati tim teorijama nego pomoću unificiranih teorija.

1.4. Osnovni elementi teorije Starkovog širenja

Starkovo širenje je po pravilu osnovni mehanizam širenja za linije koje odgovaraju električnim dipolnim prelazima pa se pri izračunavanju intenziteta polazi od spektralne snage zračenja električnog dipolnog zračenja kvantnog sistema. U uslovima kada postoji Starkovo širenje, različiti atomi zrače nekoherentno, tako da je ukupan intenzitet zračenja jednak sumi pojedinačnih intenziteta. Ako se posmatra sistem koji se sastoji od jednog atoma ili jona koji zrači i perturbujućih čestica, normirani profil spektralne linije se može izraziti kao [5]:

$$I(\omega) = \sum'_{if\alpha} \delta(\omega - \omega_{if}^s) |\langle f | x_\alpha | i \rangle|^2 \rho_i \quad 1.18$$

gde je ρ_i verovatnoća nalaženja kvantnog sistema u početnom stanju i , $\langle f | x_\alpha | i \rangle$ - matricni element komponenta radijus vektora koji spaja jezgro sa elektronom usled čijeg se prelaza vrši zračenje. Delta funkcija $\delta(\omega - \omega_{if}^s)$ obezbeđuje očvanje energije u saglasnosti sa relacijom Bohra $\hbar\omega_{if}^s = E_i^s - E_f^s$, gde su E_i^s i E_f^s - energije inicijalnog i finalnog stanja čitavog kvantnomehantičkog sistema. Znak ' označava da se sumiranje vrši samo po stanjima koja se odnose na posmatranu liniju.

Kompletan profil spektralne linije, korektno se opisuje tako što se uticaj jonskog i elektronskog širenja uzima u račun istovremeno za različite delove linije, dok se ceo profil jednom od pomenutih aproksimacija može opisati samo u posebnim slučajevima [14].

Kao perturbujuće čestice, joni mnogo manje utiču na širenje spektralnih linija nego elektroni. Izuzetak su vodonične linije i linije sa zabranjenim komponentama, pa se kvazistatička aproksimacija može koristiti za opisivanje celog profila linije u slučaju linearnog Starkovog efekta. U slučaju nevodoničnih linija dominantno je širenje uslovljeno sudarima sa brzim perturberima (elektronima) i profil je opisan Lorentzovim (dispersionim) profilom. Simetrični Lorentzov profil dobro opisuje jonske linije, međutim neutralne tzv. izolovane linije su asimetrične i za opisivanje ovih linija mora se uzeti u obzir uticaj jona.

1.5. Uticaj jona na širenje izolovanih linija

Pri proučavanju profila izolovanih linija, širenje pod uticajem jona računa se kao popravka na sudarno širenje elektronima. Griemova sudarna teorija daje Lorentzov profil [15]:

$$I(\omega) = \frac{w^2}{\pi} \frac{I_0}{(\omega - \omega_0 - d)^2 + w^2} \quad 1.19$$

Sa I_0 označen je maksimalni intenzitet, a w i d su poluširina i pomak Lorentzovog profila linije usled elektronskog udara. Ove veličine su definisane kao :

$$w = -\frac{i}{\hbar} \text{Im} \langle \langle i f^* | \kappa | i f^* \rangle \rangle \quad 1.20$$

$$d = \frac{i}{\hbar} \text{Re} \langle \langle i f^* | \kappa | i f^* \rangle \rangle \quad 1.21$$

gde su $i f^*$ kvantni brojevi neperturbovanih stanja, a κ efektivni hamiltonijan definisan kao :

$$\kappa = i\hbar \sum_j f_j (S_{ij} S_{fj}^* - 1) \quad 1.22$$

Indeks j označava broj parametara koji karakterišu sudare određenog tipa a f_j su frekvencije takvih sudara. Matrice S_{ij} i S_{fj}^* opisuju rasejanje perturbera na odgovarajućim višim i nižim stanjima. Ovi izrazi predstavljaju osnovne rezultate sudarne aproksimacije pomoću kojih se raznim teorijskim prilazima (npr. GBKO [7], Cooper i Oertel) mogu dobiti parametri w i d koji određuju Lorentzov oblik linije. Opšti izraz za Starkove udarne parametre w i d je dat kao :

$$w + id = n \int_0^\infty v f(v) dv \int_{b_{\min}}^\infty 2\pi b db [1 - S_i S_f^{-1}]_{sr} \quad 1.23$$

Sa $f(v)$ je označena funkcija raspodele perturbera po brzinama a b je udarni parametar. Uglasta zagrada označava usrednjavanje po uglovima.

Profil linije u kvazistatičkoj aproksimaciji dobija se usrednjavanjem po svim mogućim konfiguracijama perturbera. Osim izračunavanja vrednosti matičnih elemenata prelaza u neperturbovanom emiteru, koje je zajedničko za sve mehanizme širenja, kvazistatička aproksimacija podrazumeva određivanja funkcije raspodele različitih konfiguracija perturbera i rešavanje stacionarne Schrödingerove jednačine pomoću perturbacija, za ceo sistem u zadatoj konfiguraciji [14]. Izraz za profil linije u kvazistatičkoj aproksimaciji dat je kao :

$$I(\omega) = \sum''_{if\alpha} |\langle f | x_\alpha | i \rangle|^2 \rho_i^a W(F') |C_{if}|^{-1} \quad 1.24$$

gde je $W(F')$ je funkcija raspodele jonskog mikropolja, pri čemu je sa F označena jačina jonskog polja, a C_{if} odgovarajući Starkov koeficijent. Znak sekundum predstavlja sumiranje po atomskim stanjima koja se odnose na datu liniju.

Problem raspodele jonskog električnog polja kao nezavisnih čestica prvi je rešio Holtsmark [16]:

$$W(F) = 4\pi F^2 W_o(F) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty k e^{-(kF_o)^{3/2}} \text{sinkFdk} \quad 1.25$$

k predstavlja transformacionu promenljivu, a F_o je Holtsmarkova jačina polja data izrazom :

$$F_o = 2\pi \left[\frac{4}{15} \right]^{2/3} |Z_p e| N_p^{2/3} \approx 1.25 \cdot 10^{-9} Z_p N_p^{2/3} \quad 1.26$$

gde su Z_p i N_p naelektrisanje i koncentracija perturbera.

Profil izolovane linije biće izražen kao konvolucija elektronskog sudarnog i jonskog kvazistatičkog profila [15]:

$$I(\omega) = \frac{W}{\pi} \int [W(F)dF][W^2 + (\Delta\omega - d + CF^2)^2]^{-1} \quad 1.27$$

gde je $C = C_4/e$ veličina usrednjena po magnetnim kvantnim brojevima (C_4 je konstanta kvadratičnog Starkovog efekta). Izračunavanje profila ovakvog tipa linija dato je u radu GBKO [7] kao i u Griemovoj knjizi [5] :

$$j(x) = I(\omega) \left| \frac{d\omega}{dx} \right| = \omega I(\omega) \quad 1.28$$

gde je x - bezdimenziona redukovana frekvencija odnosno talasna dužina, data kao :

$$x = \frac{\omega - \omega_o - d}{w} = \frac{\lambda - \lambda_o - d}{w} \quad 1.29$$

Ovde je ω_o nepreturbovana ugaona frekvenca, a d i w su pomeraj i poluširina linije usled elektronskog udara (opisuju Lorentzov profil) koji su izraženi u jedinicama ugaone frekvence, odnosno u jedinicama talasne dužine.

Koristeći izraze 1.27 i 1.28 , profil $j(x)$ se može napisati u obliku :

$$j(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{W_R(\beta)d\beta}{1+(x-A^{4/3}\beta^2)^2} \quad 1.30$$

$W_R(\beta)$ je definisano izrazom :

$$W_R(\beta) = F_o W(F) \quad 1.31$$

Profil $j(x)$ definisan izrazom 1.30 zavisi od dva bezdimenziona parametra A i R definisani kao [2] :

$$A = \left[\frac{CF_0^2}{w} \right]^{3/4} \quad 1.32$$

$$R = 6^{1/3} \pi^{1/6} \left[\frac{e^2}{kT_e} \right]^{1/2} N_e^{1/6} \quad 1.33$$

Parametar A daje doprinos jonskog širenja, dok parametar R opisuje Debayeevo ekraniranje i josko-jonske korelacije. T_e i N_e su elektronska temperatura i koncentracija respektivno.

Ako pređemo na skalu talasnih dužina, profil se može izračunati na osnovu [14] :

$$I(\lambda) = j(x) \frac{dx}{d\lambda} \quad 1.34$$

A ukupna teorijska poluširina i pomak profila neutralnih linija su izraženi na osnovu [5,15] :

$$w_{th} = w_e + 1.75A(1 - 0.75R)w_e \quad 1.35$$

$$d_{th} = d_e \pm 2.00A(1 - 0.75R)w_e \quad 1.36$$

w_e i d_e su čista elektronska poluširina i pomeraj. Znak \pm u gornjem izrazu je određen znakom elektronskog pomeraja d_e u oblasti niskih temperatura. Za neutralne emitere izrazi za poluširinu i pomak su ograničeni uslovima [5,15] :

$$R \leq 0.8 \quad 1.37$$

$$0.05 \leq A \leq 0.5 \quad 1.38$$

Koristeći izraze za 1.33, 1.35 i 1.36, mogu se napisati izrazi za poluširinu linije i pomak u odnosu na maksimum linije w_{tot} i d_{tot} kao [17] :

$$w_{tot} \cong 2 \left[1 + 1.75 \cdot 10^{-4} N_e^{1/4} A (1 - 0.068 N_e^{1/6} T_e^{-1/2}) \right] 10^{-16} w_e N_e \quad 1.39$$

$$d_{tot} \cong \left[d_e \pm 2 \cdot 10^{-4} N_e^{1/4} A w_e (1 - 0.068 N_e^{1/6} T_e^{-1/2}) \right] 10^{-16} N_e \quad 1.40$$

gde se za vrednosti w_e, d_e i parametar A uzimaju za elektronske koncentracije $N_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Zbog asimetrije profila linije, u ovom slučaju, pomeraj na polovini visine linije $d_{tot\ 1/2}$ biće različit od pomeraja na maksimumu linije d_{tot} . Ta razliku je izražena drugačijim brojnim koeficijentima u odnosu na izraz d_{tot} [18]:

$$d_{tot\ 1/2} \cong \left[d_e \pm 3.2 \cdot 10^{-4} N_e^{1/4} A w_e (1 - 0.068 N_e^{1/6} T_e^{-1/2}) \right] 10^{-16} N_e \quad 1.41$$

Za vrednosti parametara $A \leq 0.05$, prilikom razmatranja interakcije emitera sa perturbirima treba uzeti u obzir i kvadrupolne efekte, a vrednosti $A \geq 0.5$ odgovaraju uslovima kada je dominantan linearni Starkov efekat. Treba takođe naglasiti da je parametar A proporcionalan sa $N_e^{1/4}$. Prilikom procene uticaja na poluširinu linije u slučaju kada je $A \leq 0.05$, popravka se može izvršiti na način kao što je to urađeno u fomuli 1.39 ili jednostavnim dodavanjem izraza za jonsko širenje [15] :

$$w_i \cong 2\pi N \frac{n_i^2 - n_f^2}{Z^2 m} \hbar a_0 Z_p \quad 1.42$$

uslovljenog uzajamnim kvadrupolnim dejstvom sa jonima kao perturbirima, na elektronsku sudarnu poluširinu w_e u zavisnosti od toga koja je od tih popravki veća. U izrazu 1.42 n_i i n_f označavaju efektivne kvantne brojeve višeg i nižeg energetskog stanja atoma emitera, Z za neutralne atome ima jediničnu vrednost dok za jednostruko ili dvostruko jonizovane atome ima vrednosti 2 ili 3 respektivno. Z_p je stepen naelektrisanja perturbirera, a_0 – prvi Bohrov radijus a m predstavlja masu elektrona [14].

1.6. Instrumentalno širenje

Instrumentalno širenje spektralnih linija je posledica različitih karakteristika optičkog sistema, kao i samog spektralnog uređaja. Ova vrsta širenja javlja se usled difrakcije zračenja na pukotinama spektralnog uređaja pa se ono manifestuje i u slučaju strogo monohromatskog zračenja. Dakle, instrumentalna širina spektralne linije zavisi od širine ulazne i izlazne pukotine monohromatora i talasne dužine zračenja. Instrumentalni profil je opisan Gaussovom raspodelom i on se može odrediti korišćenjem zračenja iz nekog referentnog izvora na niskom pritisku koje poseduje samo prirodnu širinu. Instrumentalni profil se određuje tako što se eksperimentalni profil iz referentnog izvora na niskom pritisku upoređuje sa teorijskim Gaussevimi profilom. Talasna dužina linije iz referentnog izvora mora biti približno jednaka talasnoj dužini observirane linije. Upoređivanje se vrši tako što se parametri Gaussovog profila (intenzitet i poluširina) menjaju u širokom opsegu sve dok se površine eksperimentalnog instrumentalnog i Gaussovog profila ne izjednače. Instrumentalna poluširina može da se proceni na osnovu formule [2]:

$$\Delta\lambda_i \approx S \frac{d\lambda}{d\lambda} \quad 1.43$$

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

1.7. Eksperimentalni profil

Različiti mehanizmi širenja deluju istovremeno pa se eksperimentalno detektuje profil spektralne linije koji predstavlja takozvanu konvoluciju funkcija koje opisuju određeni mehanizmi širenja.

Konvolucija funkcija $A(x)$ i $B(x)$ data je profilom oblika :

$$K(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(y)B(x - y)dy \quad 1.44$$

Relativno su jednostavni slučajevi kada su obe funkcije Gaussovog ili Lorentzovog tipa. U prvom slučaju rezultujuća poluširina je :

$$w_G = w_1 + w_2 \quad 1.45$$

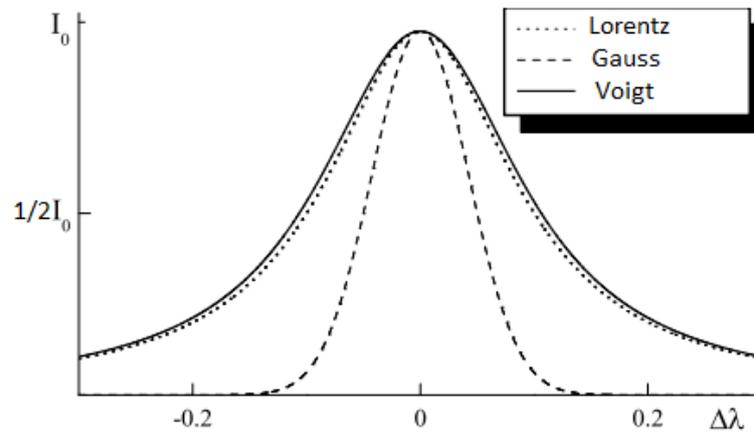
A u slučaju kada su obe funkcije Lorentzovog tipa, poluširina rezultujućeg profila je data kao :

$$w_L = \sqrt{(w_1)^2 + (w_2)^2} \quad 1.46$$

Međutim u slučaju kada su funkcije $A(x)$ i $B(x)$ različite (naprimera kombinacija Gaussovog i Lorentzovog profila) situacija je komplikovanija i poluširina rezultujućeg profila nije data jednostavnim izrazom kao u prethodnim slučajevima. U plazmama koje se dobijaju u laboratorijskim uslovima, dominantna su dva efekta koja utiču na širinu linije, Starkov i Dopplerov, na koje se superponiraju dva uvek prisutna mehanizma širenja : prirodno i instrumentalno. Prirodno širenje, se u poređenju sa ostalim uzrocima širenja najčešće može zanemariti. Kada se za razlaganje zračenja po talasnim dužinama koristi monohromator i ako su pukotine uzane, instrumentalni profil ima Gaussovu raspodelu, tako da i konvolucija instrumentalnog i Dopplerovog profila ima oblik Gaussove raspodele, čija je poluširina data izrazom 1.45. Na takav profil se superponira (konvolucijom) profil izazvan usled Starkovog efekta. U slučaju jonskih linija Starkov profil je Lorentzovog oblika, pa je rezultujući profil konvolucija Gaussovog i Lorentzovog profila. Ovakav eksperimentalni profil se naziva Voigtov profil i on je dat konvolucionim integralom [19]:

$$I_V(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_G(\omega')I_L(\omega - \omega')d\omega' \quad 1.47$$

Na slici 1.2 je dat grafički prikaz Gaussovog, Lorentzovog i Voigtovog profila. Konkretni oblik profila zavisi od odnosa uticaja Dopplerovog i Starkovog efekta. Profil u opštem slučaju karakteriše centar linije nalik na Gaussovu krivu, dok se krila ponašaju kao kod Lorentzovog profila [2].



Slika 1.2 Grafički prikaz profila linije usled različitih mehanizma širenja

Voigtov profil se detektuje eksperimentalno, Gaussov se određuje teorijski pa se metodom dekonvolucije dobija Starkov profil. Standardni metod dekonvolucije simetričnih Gaussovog i Lorentzovog profila se može primeniti u slučaju analize zračenja koje potiče od jonizovanih emitera ili kada dominantan uticaj širenja spektralnih linija potiče od elektronskih sudara. Ovakav metod dekonvolucije je dat u radovima Davisa i Vaughana [19].

Starkov profil je za neutralne emitere konvolucija disperzionog Lorentzovog profila i funkcije raspodele jona oko emitera izračunate u kvazistatičkoj aproksimaciji, što odgovara simultanom uticaju elektrona i jona na procese emisije elektromagnetnog zračenja. Ovakav profil je opisan funkcijom $j_{A,R}(x)$ koja je zbog uticaja jona asimetrična.

1.8. Aproksimativni metod za dekonvoluciju Gaussovog i $j_{A,R}(x)$ profila spektralnih linija neutralnih elemenata

U slučaju nevodoničnih atoma uticaj jonskog širenja nije zanemarljiv pa su Starkovi profili opisani asimetričnom $j_{A,R}(x)$ funkcijom koja je data izrazom 1.30. Uprkos asimetriji ovih profila mnogi autori su koristili standardni metod dekonvolucije simetričnih profila usled čega su činili sistematsku grešku pri određivanju Starkovih parametara kao što su poluširina i pomak linije [21].

Zbog komplikovanog analitičkog oblika funkcije $j_{A,R}(x)$ nije moguće eksplicitno izračunati konvoluciju ovog profila sa Gausovim. Jedan od razloga je taj što se funkcija $j_{A,R}(x)$ daje tabelarno. Prve vrednosti je dao Griem za interval $[-3.5, 5]$ nezavisno promenljive x i za vrednosti parametara $0.05 \leq A \leq 0.5$ i $0 \leq R \leq 0.8$. Woltz [20] je dao nove vrednosti ove funkcije za širi opseg vrednosti nezavisno promenljive x , $[-20, +20]$. Proširenje opsega vrednosti x bilo je od velikog značaja jer najveća poluširina funkcije $j_{A,R}(x)$ iznosi oko 7 (u jedinicama x), što znači da su vrednosti funkcije u Woltzovim tabelama date za oko sedam poluširina daleko od maksimuma funkcije, gde je intenzitet linije praktično jednak nuli. Ovo znači da je podintegralna funkcija van pomenutog intervala jednaka nuli.

Raspodela intenziteta u spektralnoj liniji koja nastaje kao superpozicija dve nezavisne raspodele $j_{A,R}(x)$ i $G(x)$ opisana je konvolucionim integralom :

$$I_{\text{exp}}(\omega) = K(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} j_{A,R}(y-x)G(y)dy \quad 1.48$$

gde je $G(x)$ normirani Gaussov profil :

$$G(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \quad 1.49$$

gde je σ disperzija Gaussovog profila povezana sa poluširinom kao :

$$\sigma_{1/2} = 2\sqrt{2\ln 2} \sigma \quad 1.50$$

Usled komplikovane forme funkcije $j_{A,R}(x)$ nemoguće je konvoluciju predstaviti analitički pa se primenjuje aproksimativni metod. U ovu svrhu se koriste prirodni kubni splajnovi za interpolaciju funkcije $j_{A,R}(x)$ koju je Woltz [20] tabelirao u intervalu $-20 \leq x \leq +20$, a tablične vrednosti x su uzete za čvorove interpolacije x_i ($i = 1, 2, \dots, 50$). Splajnovi su specijalne funkcije opisane deo po deo preko polinoma i oni su oblika [21]:

$$S_{A,R}^{(i)}(x) = a_i x^3 + b_i x^2 + c_i x + d_i \quad 1.51$$

za $x_i \leq x \leq x_{i+1}$

Granice konvolucionog integrala su odsečene pa umesto $(-\infty, +\infty)$ integracioni interval je $(-20, +20)$. Ovo odsecanje je dozvoljeno jer je puna širina profila $j_{A,R}(x)$ manja od 2.85 a granica integracije je sedam poluširina udaljena od centra profila, gde je intenzitet krila profila takoreći nula, pa se aproksimativno može uzeti [21]:

$$K(x) \approx \sum_{-50}^{+50} \int_{x_i}^{x_{i+1}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left[-\frac{(x-y-m)^2}{2\sigma^2}\right] \cdot S_{A,R}^{(i)}(y) dy \quad 1.52$$

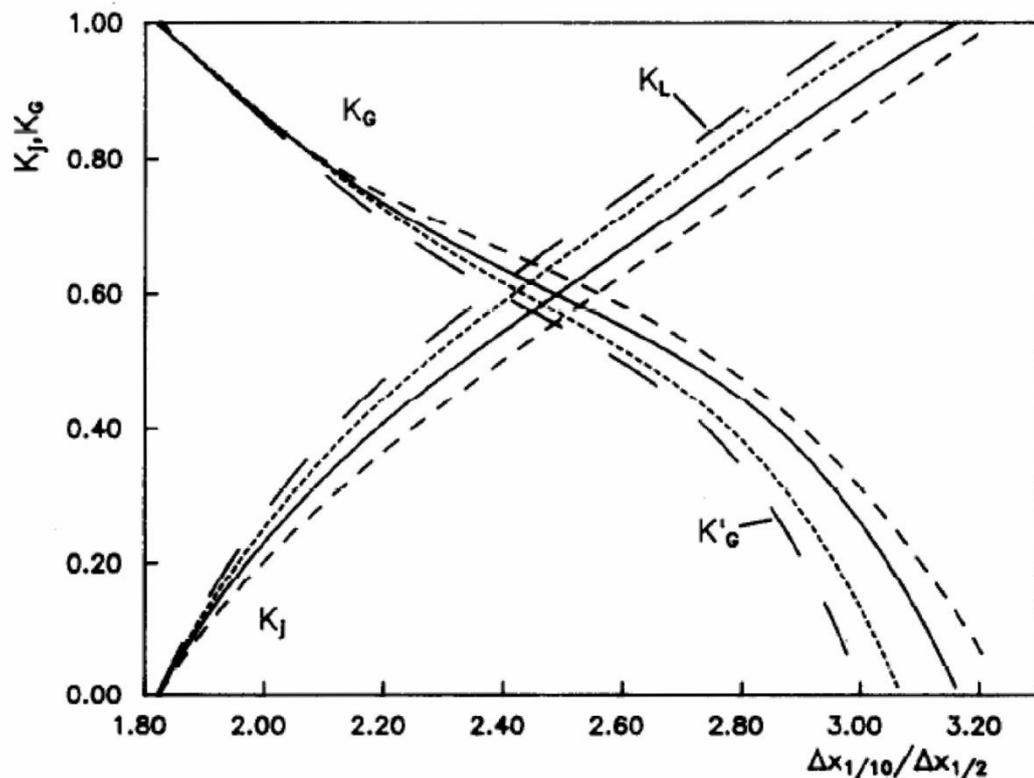
gde je $x_1 = -20$, $x_{51} = +20$ a m vrednost x za koju $j_{A,R}(x)$ ima maksimum.

Za svaku kombinaciju parametara A i R , za koju su dati profili $j_{A,R}(x)$ u Woltzovim tabelama, na osnovu izraza 1.52 izračunata je funkcija $K(x)$ za disperziju $\sigma = 0.2, \dots, 3$ na računaru. Posle ovakvog izračunavanja $K(x)$ određivane su vrednosti odnosa $\frac{\Delta x_{1/10}}{\Delta x_{1/2}}$ tj. odnosi širina konvolucionog profila na visinama $\frac{1}{10}$ i $\frac{1}{2}$ maksimalnog intenziteta respektivno, i izračunati su koeficijenti :

$$K_j = \frac{\delta_{1/2}}{\Delta x_{1/2}} \text{ i } K_G = \frac{\sigma_{1/2}}{\Delta x_{1/2}} \quad 1.53$$

gde su $\delta_{1/2}$ i $\sigma_{1/2}$ poluširine $j_{A,R}(x)$ i Gaussovog profila, a K_j i K_G su koeficijenti koji pokazuju u kojoj meri profili $j_{A,R}(x)$ i $G(x)$ učestvuju u rezultujućem profilu $K(x)$.

Na osnovu vrednosti datih u tabelama mogu se, za određene vrednosti parametara R i A , nacrtati grafici kao na slici. Na ovom grafičkom prikazu dat je primer zavisnosti koeficijenata K_j i K_G od veličine $\frac{\Delta x_{1/10}}{\Delta x_{1/2}}$ za parametre $R=0.4$ i za $A=0.1, 0.3, 0.5$ kao i koeficijenti K_L i K_G koji odgovaraju konvoluciji Lorentzovog i Gaussovog profila.



Slika 1.3 Koeficijenti K_j i K_G su dati za različite vrednosti parametara A , $A(\dots)=0.1$, $A(___) = 0.3$, $A(\text{---})=0.5$ i $R=0.4$, dok je sa $(____)$ označena Lorentz-Gaussova konvolucija

Određivanjem odnosa $\frac{\Delta x_{1/10}}{\Delta x_{1/2}}$ spektralne linije, za prethodno izračunate parametre A i R prema formulama 1.32 i 1.33, sa grafika se očitavaju vrednosti koeficijenata K i odgovarajuće poluširine se računaju po obrazcu 1.53.

Ovako dobijene poluširine su date u relativnim jedinicama, pa se na osnovu formule 1.29 prevode u numeričke vrednosti date u jedinicama talasne dužine. Iako je procena parametara A i R gruba, ovaj metod pruža tačno merenje poluširina jer oba parametara slabo zavise od elektronske koncentracije i temperature. Naime greška u proceni oba parametara od 20% dovodi do greške u proceni poluširine $\delta_{1/2} 2 - 3\%$ [21].

1.9. Vodonične linije

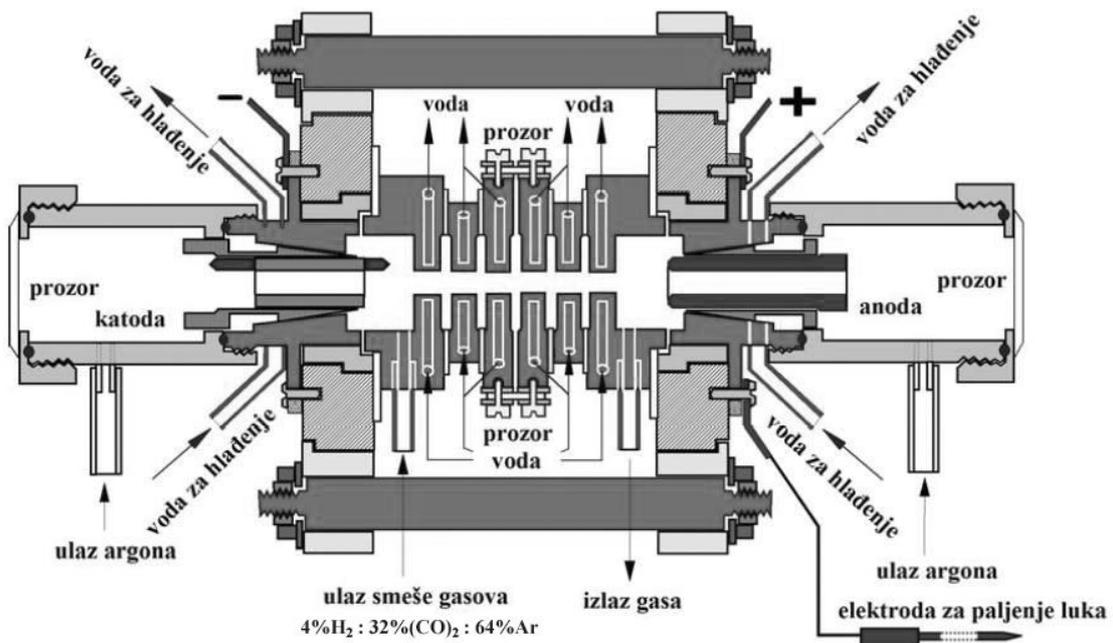
Mešavina gasa korišćena u ovom radu sadržala je izvesnu količinu vodonika, čija se H_{β} linija koristila u svrhe dijagnostike plazme. Kod linija vodonika i njemu sličnih jona, izražen je linearni Starkov efekat, izazvan jonskim poljem dok je uticaj elektrona na širenje ovih linija znatno manji [22]. Usled ovog efekta dobijaju se izrazito proširene spektralne linije dok je pomeraj linije vrlo mali. Teorijska izračunavanja profila vodonikovih linija vršili su Keple i Griem [23] kao i Vidal, Cooper i Smith (VCS) [24]. Za elektronske koncentracije $10^{16} - 10^{17} \text{cm}^{-3}$ i temperature od 12000 – 20000 K, VCS teorija daje bolje slaganje sa izmerenim eksperimentalnim profilima H_{β} , H_{α} i H_{γ} [25]. Poluširine koje predviđa VCS teorija, a pre svega poluširina H_{β} linije koriste se za određivanje elektronske koncentracije. Na osnovu teorijskih proračuna može se pokazati da je u slučaju linearnog Starkovog efekta poluširina profila srazmerna $N_e^{2/3}$, na osnovu čega se, koristeći rezultate teorijskih proračuna [23,24] može odrediti elektronska koncentracija mereći poluširinu linije. Greška određivanja elektronske koncentracije ovim metodom iznosi 5 – 10 %. Ovo važi samo za profile koji nemaju izraženo Dopplerovo širenje. VCS teorija rezultate izračunavanja spektralnih profila daje u obliku tabela [24]. U tabelama su dati teorijski profili oblika funkcije $S(\alpha)$ gde je α redukovana talasna dužina.

GLAVA II

Ekspersiment

2.1. Izvor plazme

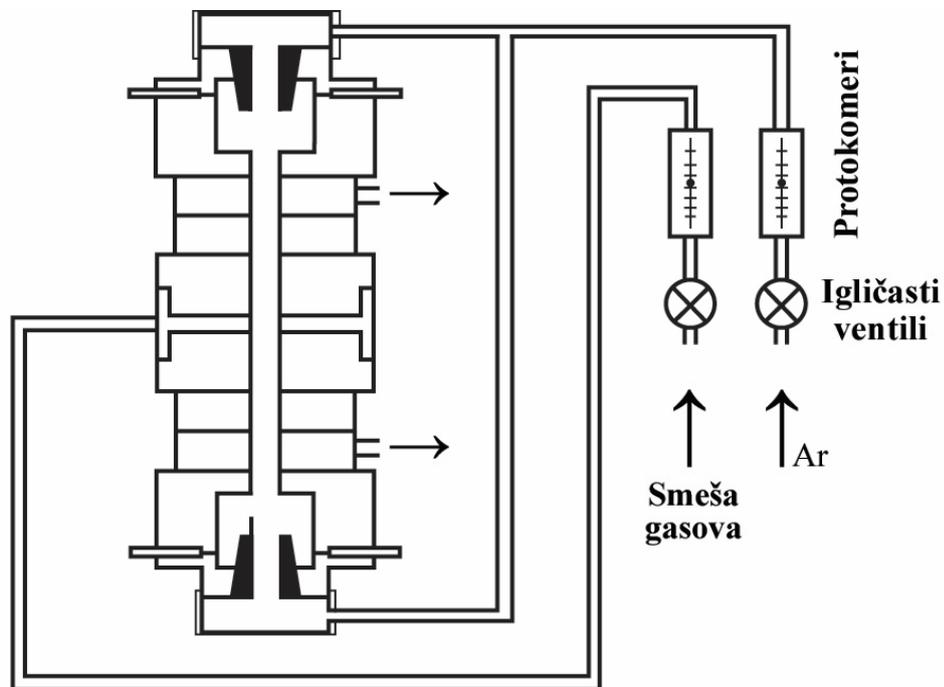
Kao izvor plazme korišćen je zidom stabilisani električni luk, čija je konstrukcija prikazana slikom 2.1. Kontinualan rad, stabilnost i reproducibilnost su odlike koje ovaj izvor čine pogodnim za merenje Starkovih poluširina neutralnih elemenata. Luk se sastoji od šest bakarnih diskova debljine 7.1 mm sa otvorom u sredini prečnika 5 mm. Kroz bakarne diskove su izbušeni kanali kroz koje protiče voda za hlađenje. Diskovi su međusobno izolovani teflonom debljine 0.5 mm tako da zajedno čine kanal dužine 50 mm. Na krajevima ovog kanala nalaze se dva šira diska koja služe kao nosači elektroda i na kojima su napravljeni izvodi na koje se priključuje električno napajanje luka. Anoda je izrađena od volframa prečnika 13 mm sa uzdužnim kanalom prečnika 5 mm. Katoda je izrađena od volframske žice prečnika 3 mm i smeštena je u bakarni nosač, cilindar kroz koji je duž ose izbušen kanal prečnika 3.2 mm. Da bi se prilikom rada izbeglo šetanje luka po katodi ona je zašiljena čime je fiksirano mesto pražnjenja. Kroz kvarcna stakla na krajevima luka vrši se spektroskopsko posmatranje zračenja emitovanog duž ose luka. Kroz teflonski izolator između centralnih diskova napravljeni su otvori kroz koje je moguće u centralni deo električnog luka uvesti različite vrste gasova za ispitivanje ili se može vršiti poprečno posmatranje provodnog kanala. U ovom eksperimentu spektroskopska posmatranja vršena su i duž ose luka i normalno na nju.



Slika 2.1 Konstrukcija luka

2.2. Gasni sistem

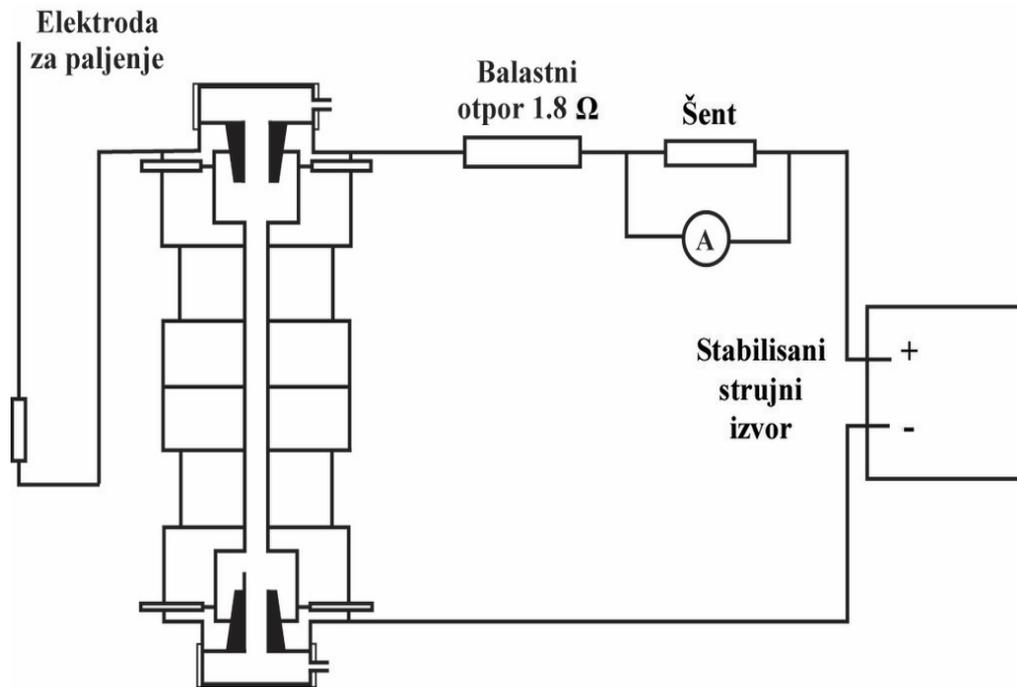
U prostor iza elektroda, koji je zatvoren kvarcnim staklima uvodi se čist argon, a izlazi kroz izvode na krajnjim diskovima. Regulacija protoka vrši se igličastim ventilima a kontrola protokomerima. Protok argona je iznosio 2.83 l/min. Argon ima ulogu inertne atmosfere, pa se može reći da luk radi u protočnom režimu na atmosferskom pritisku. Mešavina gasa koja se koristi u cilju snimanja ugljenikovih linija je $4\%H_2 : 32\%CO_2 : 64\%Ar$, pri čemu se vodonik koristi u dijagnostičke svrhe. Mešavina gasa se uvodi u centralni deo luka, a izlazi kroz izvode koji su blizu centra tako da ne dolazi do hladnijih delova u blizini katoda. Na ovaj način se u većoj meri eliminiše samoapsorpcija linija pri uzdužnom posmatranju zračenja iz luka. Protok mešavine je bio 0.047 l/min. Šematski prikaz gasnog sistema dat je slikom 2.2.



Slika 2.2 Šematski prikaz gasnog sistema

2.3. Električni sistem

Električno napajanje luka vršeno je pomoću stabilisanog izvora jednosmerne struje sa stabilnošću 0.3%. Na red sa lukom je vezan balastni otpor od 1.8Ω . Šema kola za napajanje luka data je na slici 2.3.



Slika 2.3 Šematski prikaz električnog sistema

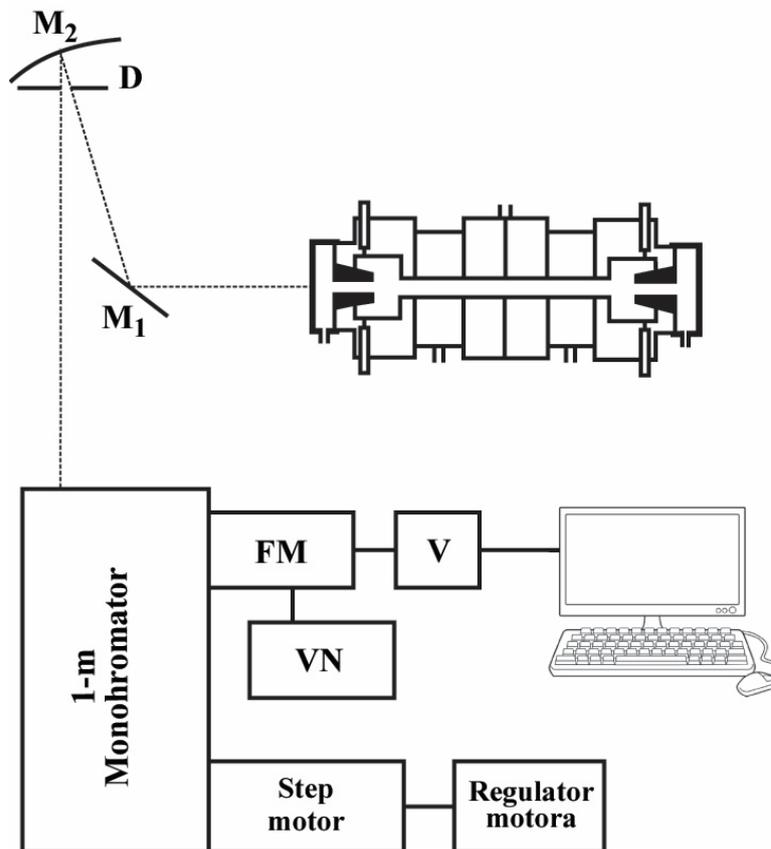
Paljenje luka se vrši pomoću elektrode za paljenje koja se nalazi na potencijalu anode, kratkim spajanjem sa katodom usled velike jačine struje dolazi do zagrevanja elektroda do temperatura na kojima se javlja termoelektronska emisija. Razdvajanjem elektroda dolazi do uspostavljanja lučnog pražnjenja koji se razvlači duž čitavog kanala kada se elektroda za paljenje izvuče iz sistema, a prostor iza anode se zatvara. Luk je napajan jednosmernom strujom jačine 30 A , dok je napon između elektroda iznosio 70 V.

2.4. Optički sistem

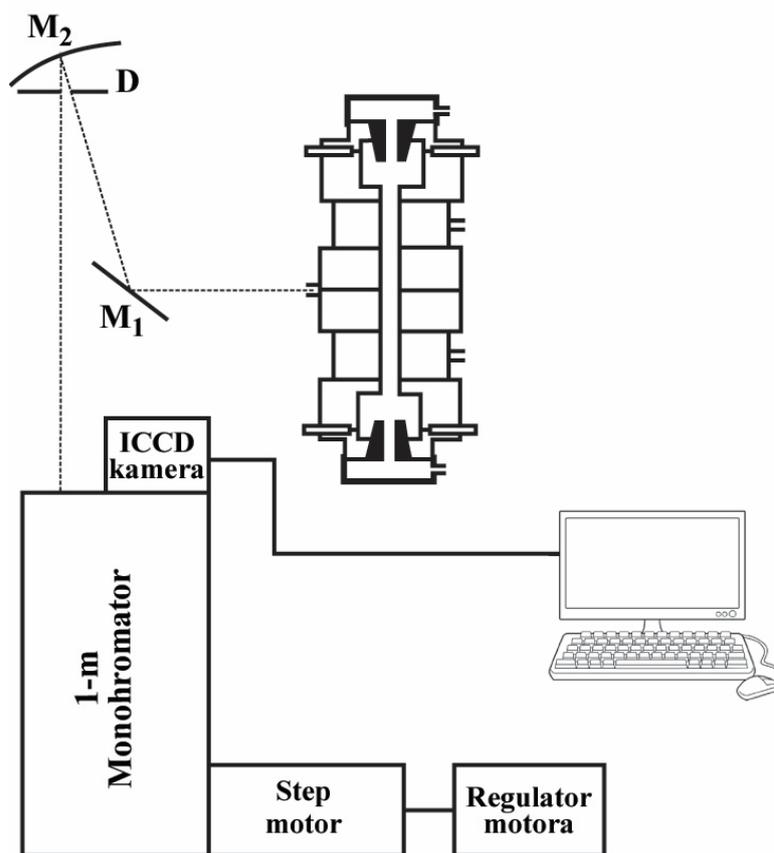
Optički sistem se sastoji od ogledala, monohromatora i detektora zračenja iz izvora plazme. U ovom eksperimentu kao detektor zračenja su korišćeni fotomultiplikatorska cev i ICCD kamera. Lik plazme se projektuje na ulaznu pukotinu monohromatora u odnosu 1: 1 pomoću ravnog ogledala i M_1 i sfernog ogledala M_2 žižne daljine 1.5 m. Da bi se dobio lik plazme iz centralnog dela luka, ispred sfernog ogledala je postavljena kružna dijafragma. Pogodnim izborom sfernog ogledala i njegovog položaja u odnosu na luk i monohromator obezbeđeno je potpuno osvetljavanje disperzione rešetke monohromatora. U eksperimentu je korišćen 1 m monohromator u kom se nalazi difrakciona rešetka sa 1200 nareza/mm i inverznom linearnom disperzijom 0.833 nm/mm. Zakretanje difrakcione rešetke monohromatora kontroliše se step motorom sa direktnim prenosom na zavrtanj i maksimalnom rotacionom rezolucijom od 3600 koraka po obrtaju što odgovara promeni talasne dužine $1.4 \cdot 10^{-4}$ nm/koraku. Rad step motora se reguliše regulatorom step motora na kom se zadaje brzina obrtanja motora kao i rotaciona rezolucija.

Na izlazu iz monohromatora se u jednoj vrsti postavke nalazi fotomultiplikator koji se napaja izvorom visokog napona (1 kV).

U drugoj postavci optičkog sistema, na izlazu iz monohromatora se nalazila ICCD kamera čija je veličina piksela $4.7 \mu\text{m}$. Širine ulazne i izlazne pukotine su jednake i iznose $20 \mu\text{m}$. Pre početka rada potrebno je proveriti optičko poravnanje sistema što se vrši $He - Ne$ laserom. Laser se postavlja iza luka tako da snop prolazi kroz kvarcne prozore pa se podešavaju položaji ogledala u odnosu na luk i monohromator tako da laserski snop pada na ulaznu pukotinu monohromatora. Na regulatoru motora se zadaje broj tačaka potrebnih za skeniranje spektralne linije, početnu talasnu dužinu i interval talasne dužine za koji se pomera difrakciona rešetka između dva uzastopna uzorkovanja. Isti postupak se ponavlja za snimanje svake sledeće spektralne linije. Kako je fotomultiplikator tj. ICCD kamera povezan sa računarem moguće je direktno pratiti rezultate merenja i kontrolisati tok eksperimenta. Na slikama 2.4 i 2.5 dati su šematski primeri eksperimentalne postavke mernog sistema u slučaju snimanja spektralnih linija duž ose luka (detekcija pomoću fotomultiplikatora) i normalno na nju (detekcioni sistem je ICCD kamera).



Slika 2.4 Optički sistem za snimanje spektralnih linija emitovanih duž ose luka (primer postavke sa fotomultiplikatorskom cevi kao detektorom)



Slika 2.5 Optički sistem za snimanje spektralnih linija emitovanih normalno na osu luka (primer postavke sa ICCD kamerom)

GLAVA III

Rezultati merenja i obrada podataka

3.1. Vodonik H_{β}

U ovom radu vodonik se dodavao u smešu gasova radi dijagnostike plazme i testa njene homogenosti na osnovu linije H_{β} . Spektralna linija H_{β} snimana je u oba slučaja postavke eksperimenta tj. duž ose električnog luka i normalno na nju za različite vrednosti jačine električne struje kroz luk. Vrednosti eksperimenta pri uzdužnoj postavci dati su tabelom 3.1 a tabelom 3.2 date su vrednosti eksperimenta u slučaju poprečne postavke :

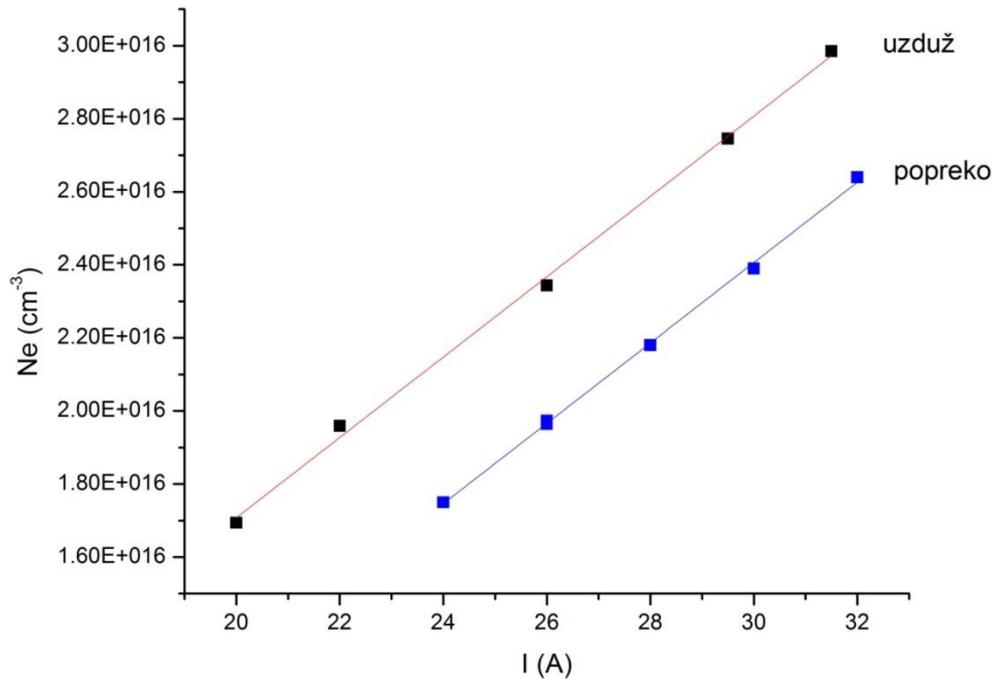
Tabela 3.1 Vrednosti poluširina linije H_{β} snimljene duž ose luka za različite jačine struje

I (A)	w (10^{-1} nm)
20	13.16
22	15.21
26	16.91
29.5	19.1
31.5	20.07

Tabela 3.2 Vrednosti poluširina linije H_{β} snimljene normalno na osu luka za različite jačine struje

I (A)	w (10^{-1} nm)
24	13.47
26	14.53
28	15.6
30 (1)	16.27
30 (2)	16.87
32	17.71

Na osnovu VCS teorije [24] određene su elektronske koncentracije plazme iz poluširina H_{β} linije, a slikom 3.1 grafički je data veza između elektronskih koncentracija određenih pri uzdužnom i poprečnom snimanju spektralne linije H_{β} . Sličnost nagiba između fitovanih prava govori o postojanju korelacije između uzdužnog i poprečnog snimanja spektralnih linija emitovanih iz ovog izvora. Elektronske koncentracije koje se koriste u daljim proračunima se očitavaju sa fitovane prave koja daje vrednosti pri uzdužnom posmatranju luka. Vrednosti duž ose luka su tzv. prave vrednosti parametara plazme.



Slika 3.1 Grafički prikaz korelacije vrednosti elektronskih koncentracija pri uzdužnom i poprečnom snimanju za različite jačine struje

3.2. Ugljenik CI 505.2 nm

Ugljenikova linija CI 505.2 nm je snimana za tri različite jačine struje kroz luk : 26, 30 i 32 A u uzdužnoj i poprečnoj postavci eksperimenta. Da bi se pristupilo dekonvoluciji neutralnih linija potrebno je odrediti parametre R i A koji se izračunavaju na osnovu formula [15]:

$$R = 9 \cdot 10^{-2} T_e^{-1/2} N_e^{1/6} \quad 3.1$$

$$A = \alpha N_e^{1/4} \cdot 10^{-4} \quad 3.2$$

pri čemu je elektronska koncentracija izražena u cm⁻³.

Vrednosti T_e i N_e su dobijene dijagnostičkim metodom obrade vodonikove H β linije i one iznose :

$$T_e = 10000 \text{ K}$$

Tabela 3.3 Rezultati dijagnostike plazme na osnovu H_{β} linije

I (A)	N_e (m^{-3})
26	$2.37 \cdot 10^{22}$
30	$2.81 \cdot 10^{22}$
32	$3.03 \cdot 10^{22}$

Vrednosti koeficijenta α kao i parametra koji karakterišu širenje i pomak usled elektronskog udara w_e i d_e , koji se koriste u ovom radu su Griemove teorijske vrednosti [15]:

$$\alpha = 0.063$$

$$w_e = 0.169 \cdot 10^{-1} \text{ nm}$$

$$d_e = 0.163 \cdot 10^{-1} \text{ nm}$$

Izračunate vrednosti parametara R i A za različite jačine struja kroz luk, odnosno elektronske koncentracije su prikazane tabelarno :

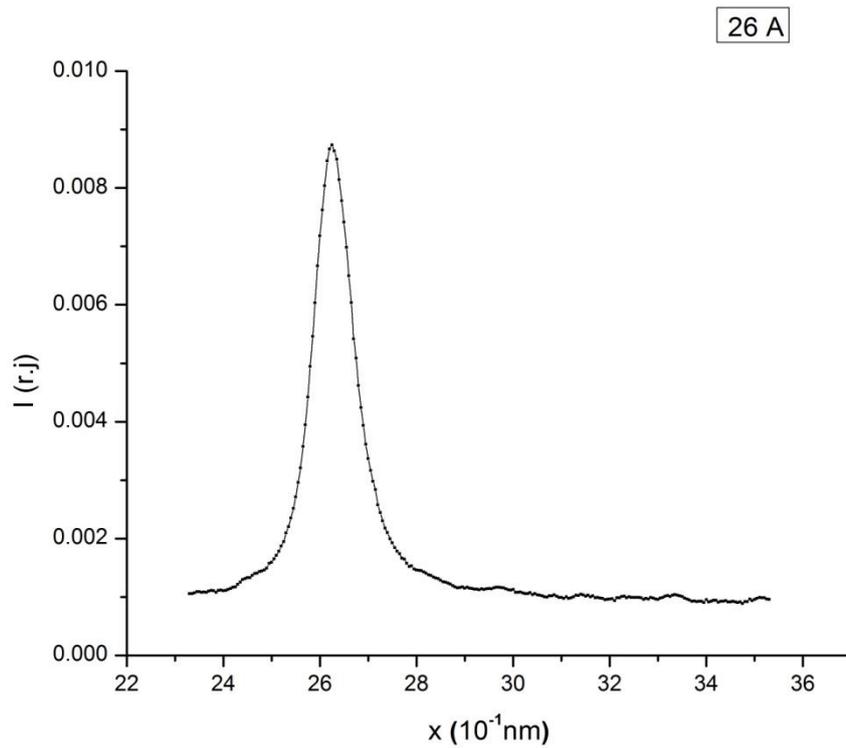
Tabela 3.4 Izračunate vrednosti bezdimenzionih parametara R i A za liniju CI 505.2nm

I (A)	R	A
26	0.482	0.0781
30	0.496	0.0815
32	0.502	0.0831

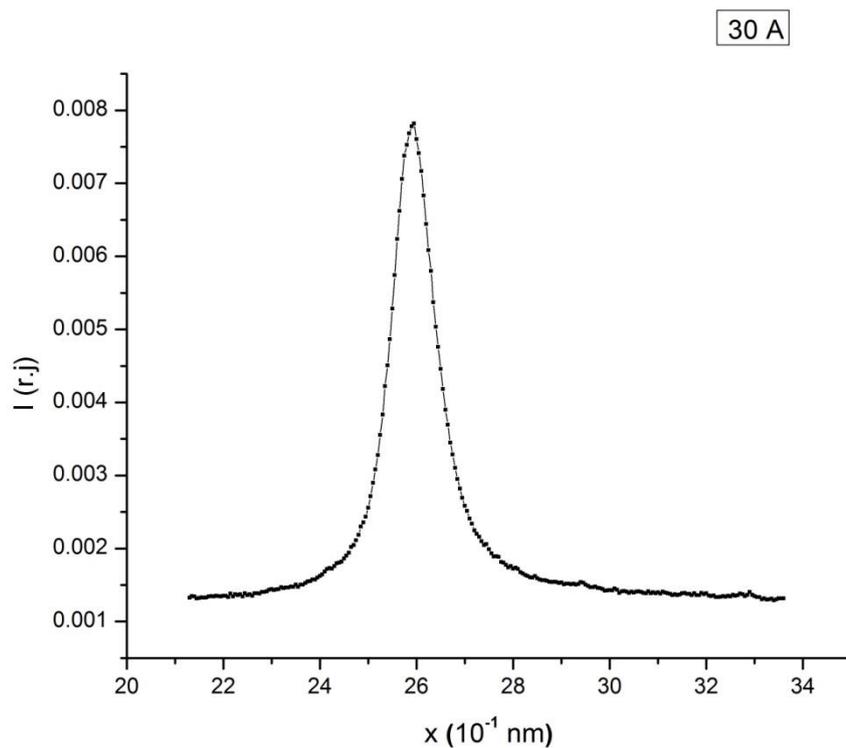
Za aproksimativni metod dekonvolucije asimetričnih linija koristile su se vrednosti iz tabela koje su najbliže izračunatim vrednostima a to je tabela 1.1 za kolonu A=0.1.

3.2.1. CI 505.2 nm uzduž

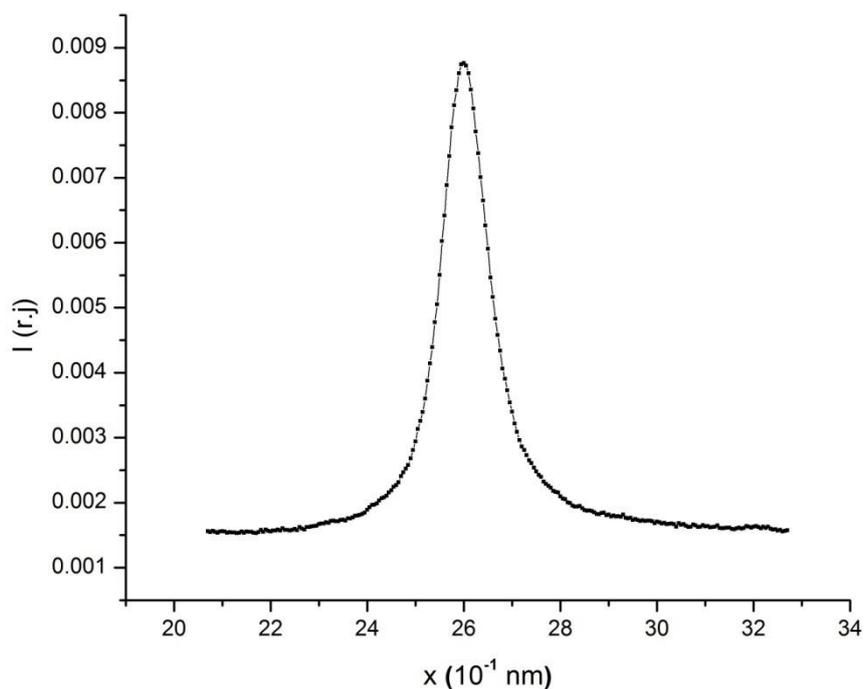
Na slikama 3.2, 3.3 i 3.4, su prikazane spektralne linije koje su snimane duž ose luka, pri jačinama struja kroz luk 26,30 i 32 A respektivno. Aproksimativnim metodom dekonvolucije neutralnih linija, na način koji je opisan u prvoj glavi ovog rada određene su poluširine $j_{A,R}(x)$ profila.



Slika 3.2 Spektralna linija Cl 505.2 nm snimana uzduž za jačinu struje 26 A



Slika 3.3 Spektralna linija Cl 505.2 nm snimana uzduž za jačinu struje 30 A



Slika 3.4 Spektralna linija $Cl\ 505.2\ nm$ snimana uzduž za jačinu struje $32\ A$

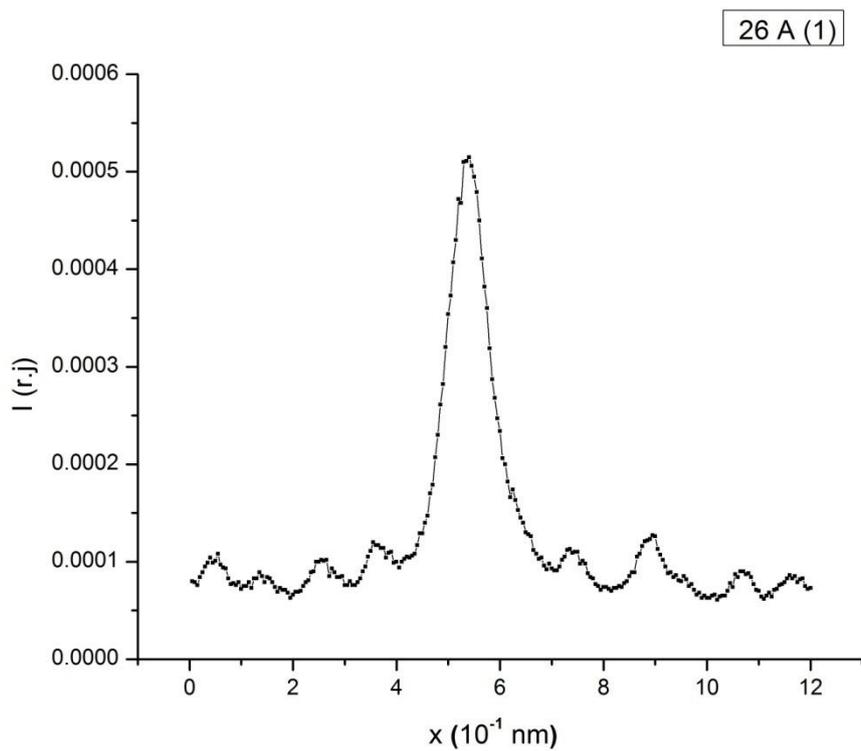
Rezultati obrade ugljenikove linije $505.2\ nm$ snimane uzdužno za različite jačine struje kroz električni luk dati su tabelarno :

Tabela 3.5 Rezultati dekonvolucije linije $Cl\ 505.2\ nm$ snimane uzduž

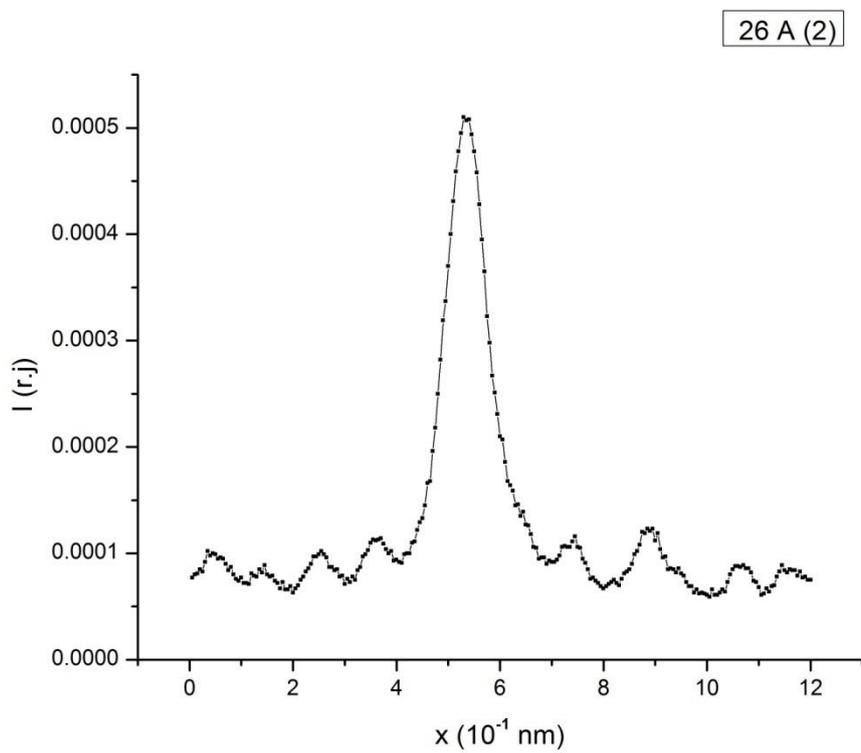
$I\ (A)$	$\Delta x_{1/2}$	$\Delta x_{1/10}$	$\frac{\Delta x_{1/10}}{\Delta x_{1/2}}$	K_j	$\delta_{1/2}$	$w_j(10^{-1}\ nm)$
26	4.885	14.41	2.949	0.927	4.529	0.928
30	5.416	16.155	2.983	1	5.416	1.078
32	5.645	17.689	3.13	1	5.645	1.117

3.2.2. $Cl\ 505.2\ nm$ popreko

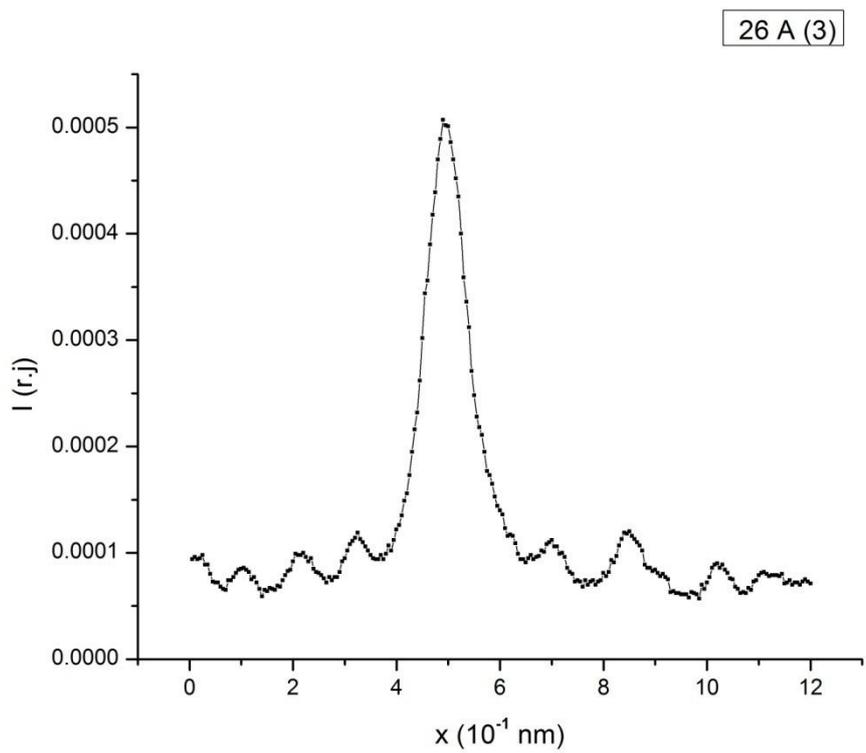
Spektralne linije snimane normalno na osu luka za različite jačine struja kroz luk prikazane su slikama 3.5, 3.6, 3.7, 3.8, 3.9, 3.10 i 3.11. Kod popreko snimanih linija, uz samu $Cl\ 505.2\ nm$ liniju pojavljuju se molekulske linije koje potiču od radne smeše gasa koji protiče kroz centralnu oblast električnog luka. Ove linije se pri obradi zanemaruju.



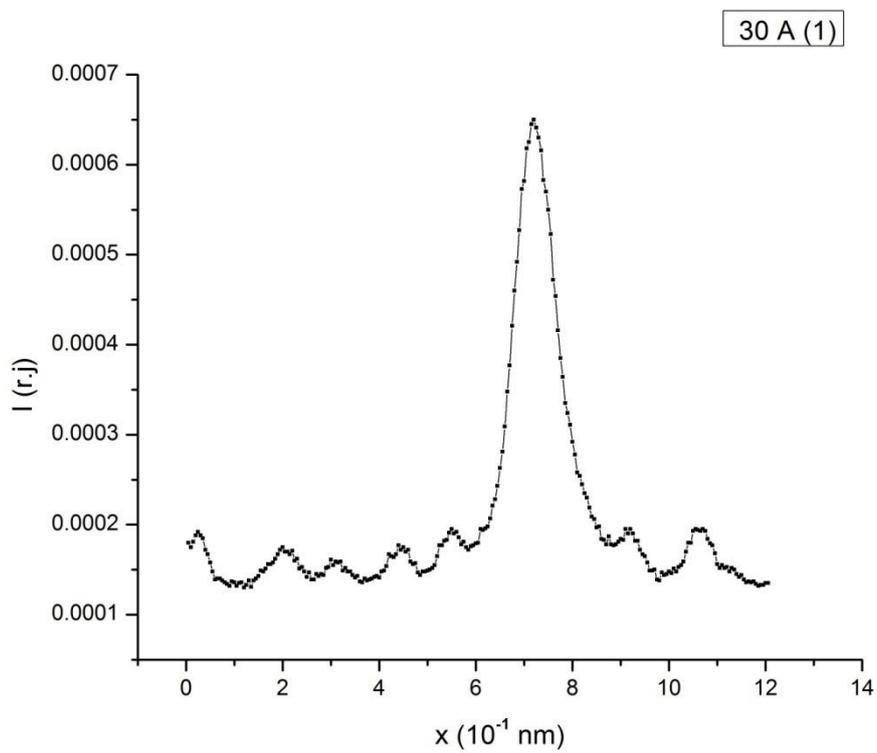
Slika 3.5 Spektralna linija Cl 505.2 nm snimana popreko za jačinu struje 26 A (1)



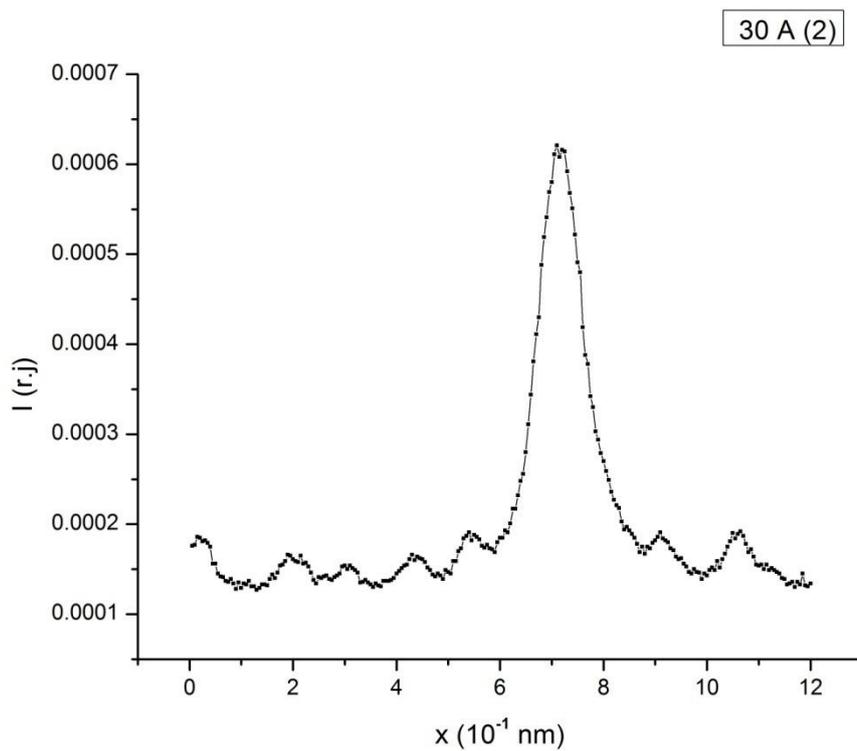
Slika 3.6 Spektralna linija Cl 505.2 nm snimana popreko za jačinu struje 26 A (2)



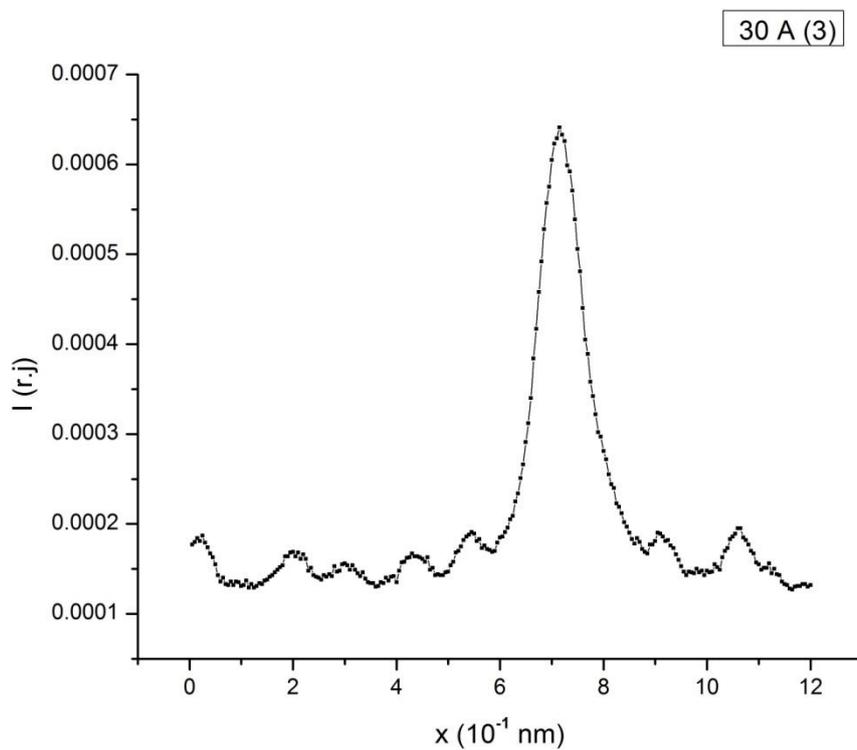
Slika 3.7 Spektralna linija Cl 505.2 nm snimana popreko za jačinu struje 26 A (3)



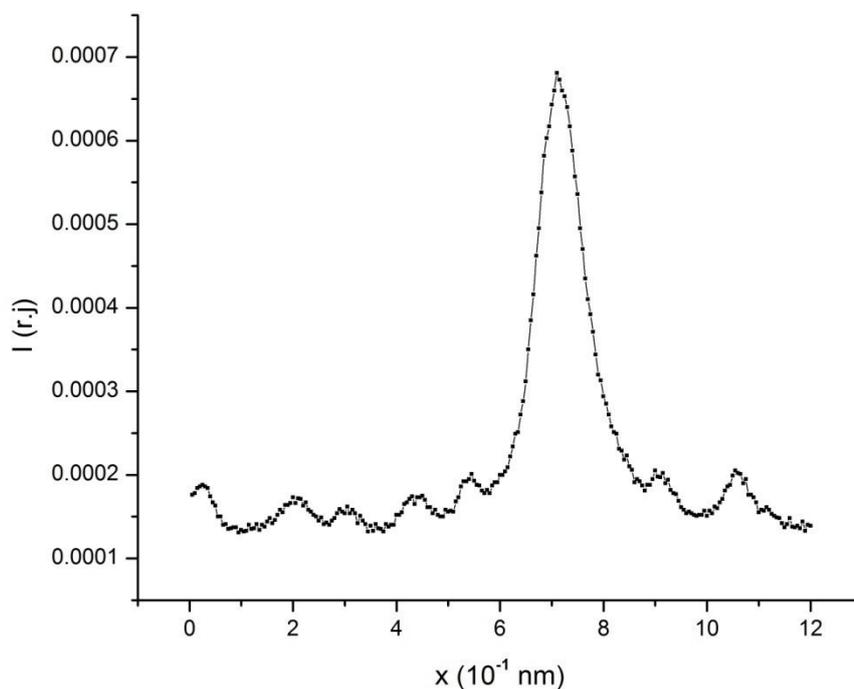
Slika 3.8 Spektralna linija Cl 505.2 nm snimana popreko za jačinu struje 30 A (1)



Slika 3.9 Spektralna linija Cl 505.2 nm snimana popreko za jačinu struje 30 A (2)



Slika 3.10 Spektralna linija Cl 505.2 nm snimana popreko za jačinu struje 30 A (3)



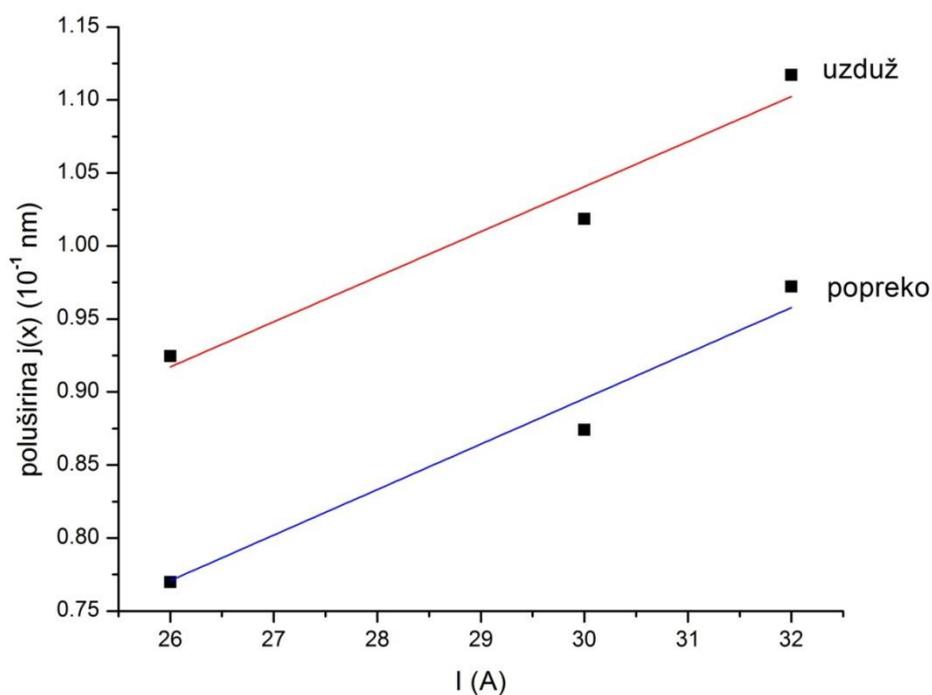
Slika 3.11 Spektralna linija Cl 505.2 nm snimana popreko za jačinu struje 32 A

Rezultati obrade spektralnih linija snimanih popreko dati su tabelarno :

Tabela 3.6 Rezultati dekonvolucije linije Cl 505.2 nm snimane popreko

I (A)	$\Delta x_{1/2}$	$\Delta x_{1/10}$	$\frac{\Delta x_{1/10}}{\Delta x_{1/2}}$	K_j	$\delta_{1/2}$	$w_j(10^{-1} \text{ nm})$
26 (1)	4.577	12.365	2.701	0.795	3.639	0.778
26 (2)	4.738	12.445	2.626	0.753	3.568	0.766
26 (3)	4.703	12.919	2.747	0.795	3.738	0.795
30 (1)	5.123	13.804	2.695	0.795	4.703	0.851
30 (2)	5.321	14.412	2.708	0.795	4.230	0.879
30 (3)	5.297	14.411	2.720	0.795	4.211	0.875
32	5.416	15.338	2.832	0.884	4.788	0.972

Veza između poluširina profila $j_{A,R}(x)$ linija snimanih duž i normalno na osu luka za različite jačine struje kroz luk, prikazana je grafički slikom 3.11. Kako je pri poprečnom snimanju linija snimana po tri puta za jačine struje 26 i 30 A, na grafiku su prikazane usrednjene vrednosti datih poluširina.



Slika 3.12 Veza između poluširina profila $j_{A,R}(x)$ linija snimanih duž i normalno na osu luka za različite jačine struje kroz luk. Linija CI 505.2 nm

Grafički prikaz pomenute zavisnosti direktno pokazuje postojanje korelacije između nagiba fitovanih prava koje odgovaraju vrednostima poluširina dobijenim aproksimativnim metodom dekonvolucije. Vrednosti nagiba ove dve prave se razlikuju u okviru standardne greške.

3.3. Ugljenik CI 538 nm

Spektralna linija CI 538 nm je snimana pri jačinama struje kroz luk za 30 i 32 A. Parametri R i A su izračunati na osnovu formula 3.1 i 3.2. Griemove [15] vrednosti parametara za ovu spektralnu liniju i $T_e = 10000$ K su :

$$\begin{aligned} \alpha &= 0.019 \\ w_e &= 0.126 \cdot 10^{-1} \text{ nm} \\ d_e &= 0.0424 \cdot 10^{-1} \text{ nm} \end{aligned}$$

Izračunate vrednosti parametara R i A za različite jačine struja kroz luk, odnosno elektronske koncentracije su prikazane tabelarno :

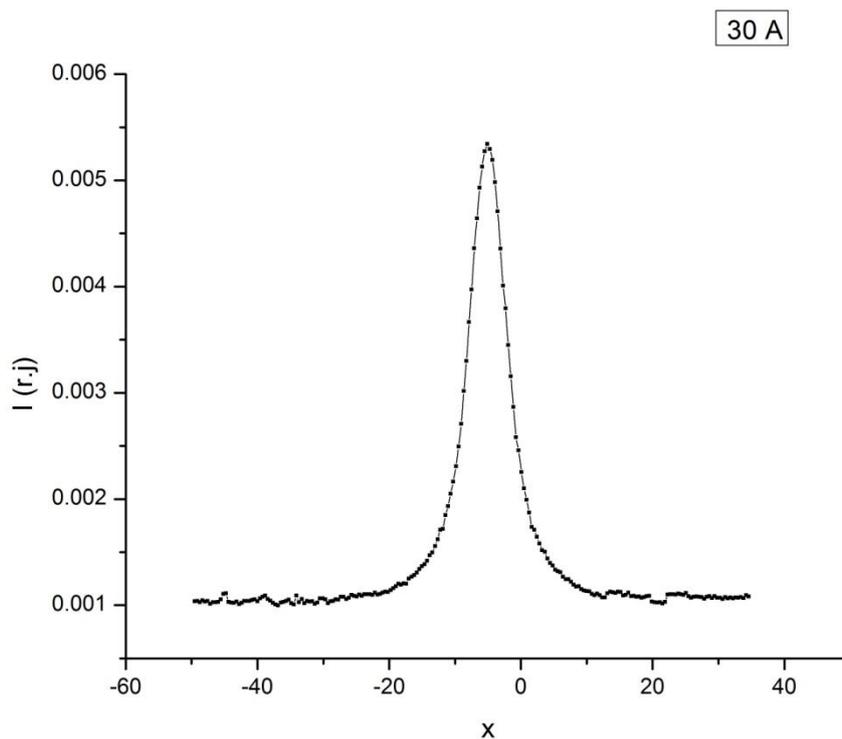
Tabela 3.7 Izračunate vrednosti bezdimenzionih parametara R i A za liniju $Cl\ 538\ nm$

I (A)	R	A
30	0.496	0.0246
32	0.502	0.0250

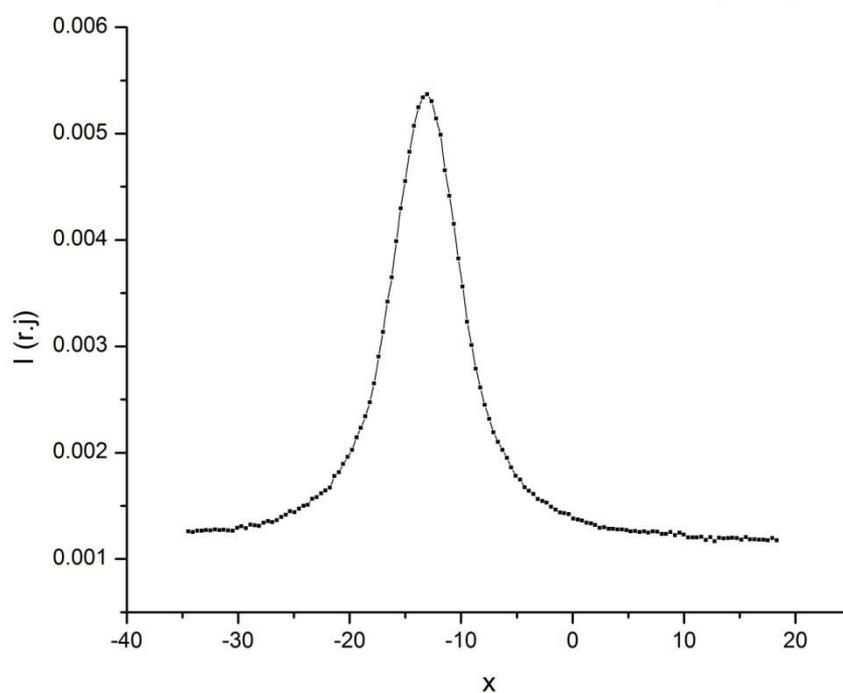
Aproksimativan metod dekonvolucije na način koji je opisan se koristi pod uslovima definisanim formulama 1.37 i 1.38. U slučaju kada je parametar $A \leq 0.05$ pri razmatranju interakcije emitera sa perturberima moraju se uzeti u obzir i kvadrupolni efekti. Odnos širina Δx i koeficijenti K se za ovako male parametre A očitavaju sa grafika datog slikom 1.3. za čistu Lorentz - Gaussovu konvoluciju.

3.3.1. $Cl\ 538\ nm$ uzduž

Spektralna linija snimljena uzduž za dve jačine struje kroz luk je prikazana slikama 3.13 i 3.14.



Slika 3.13 Spektralna linija $Cl\ 538\ nm$ snimana uzduž za jačinu struje $30\ A$



Slika 3.14 Spektralna linija Cl 538 nm snimana uzduž za jačinu struje 32 A

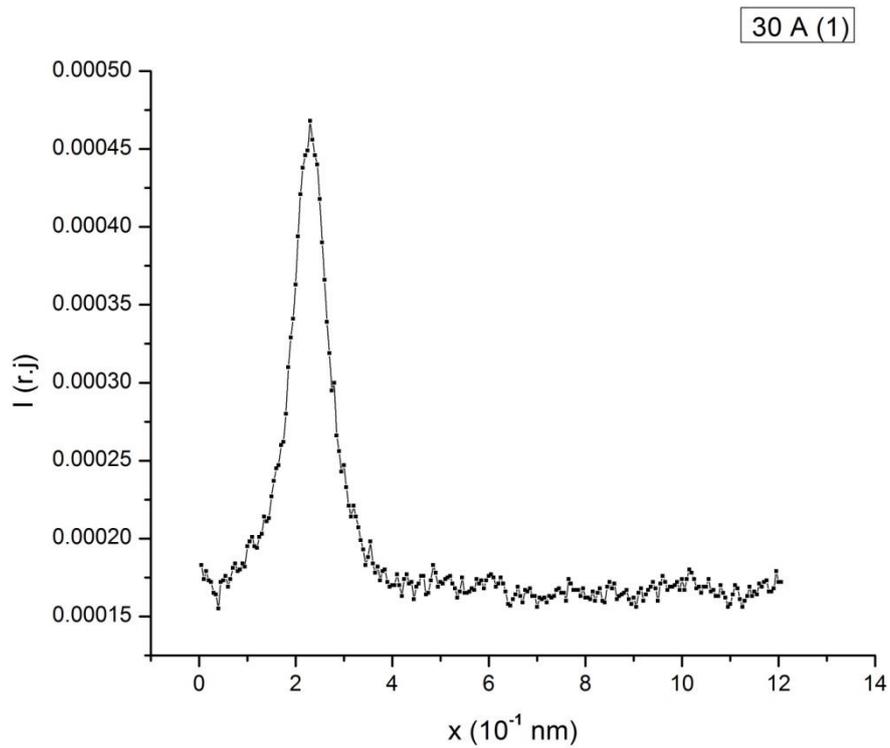
Rezultati obrade spektralne linije snimane uzduž dati su tabelom :

Tabela 3.8 Rezultati dekonvolucije linije Cl 538 nm snimane uzduž

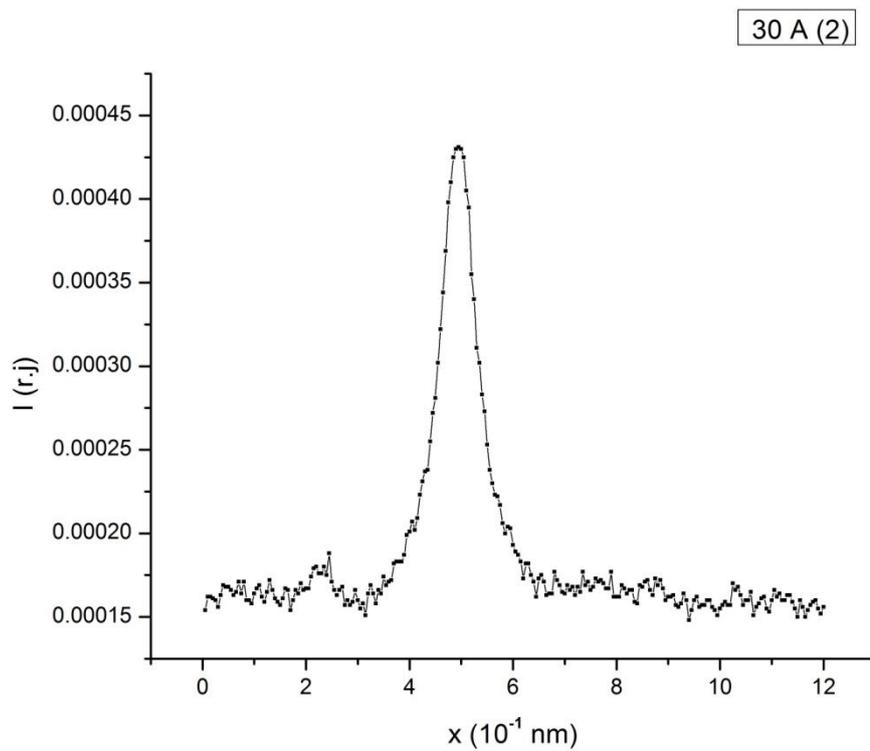
I (A)	$\Delta x_{1/2}$	$\Delta x_{1/10}$	$\frac{\Delta x_{1/10}}{\Delta x_{1/2}}$	K_j	$\delta_{1/2}$	$w_j(10^{-1} \text{ nm})$
30	6.898	18.240	2.644	0.770	5.314	0.712
32	7.295	19.461	2.668	0.790	5.763	0.768

3.2.2. Cl 538 nm popreko

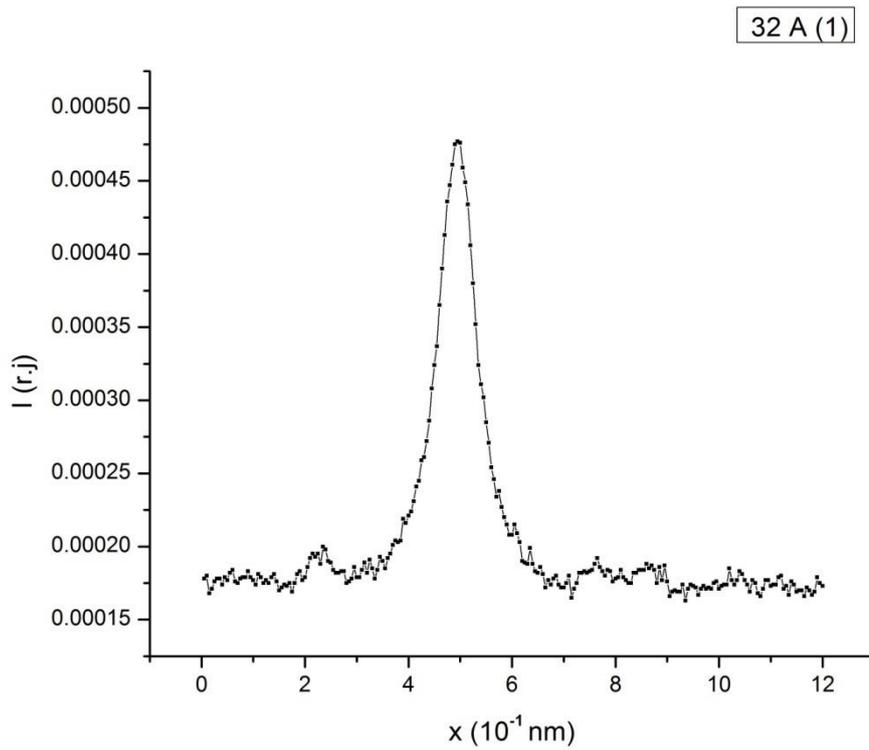
Spektralna linija Cl 538 nm snimana normalno na geometrijsku osu luka za vrednosti jačine struje kroz luk 30 i 32 A data je slikama 3.15 ,3.16,3.17 i 3.18.



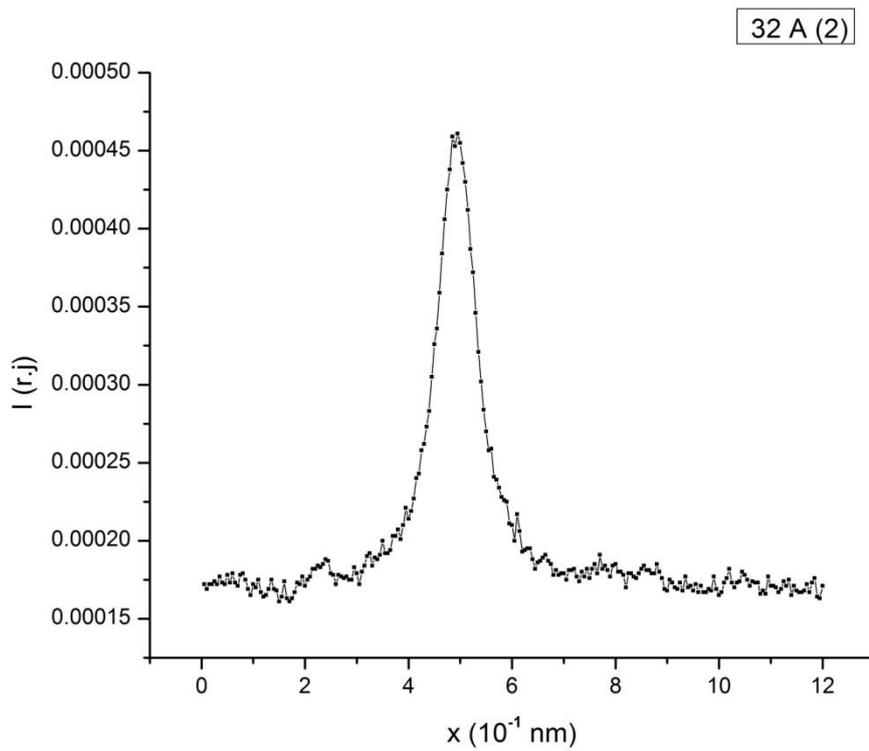
Slika 3.15 Spektralna linija Cl 538 nm snimana popreko za jačinu struje 30 A (1)



Slika 3.16 Spektralna linija Cl 538 nm snimana popreko za jačinu struje 30 A (2)



Slika 3.17 Spektralna linija Cl 538 nm snimana popreko za jačinu struje 32 A (1)



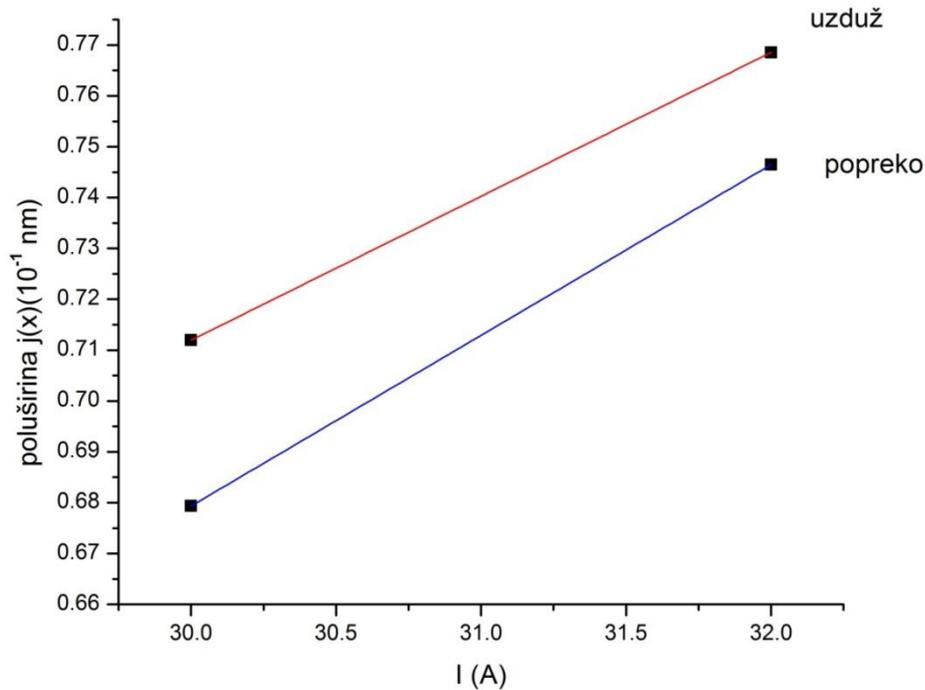
Slika 3.18 Spektralna linija Cl 538 nm snimana popreko za jačinu struje 32 A (2)

Rezultati obrade su dati u tabeli 3.9 :

Tabela 3.9 Rezultati dekonvolucije linije *Cl* 538 nm snimane popreko

I (A)	$\Delta x_{1/2}$	$\Delta x_{1/10}$	$\frac{\Delta x_{1/10}}{\Delta x_{1/2}}$	K_j	$\delta_{1/2}$	$w_j(10^{-1} \text{ nm})$
30 (1)	6.499	17.447	2.684	0.800	5.199	0.697
30 (2)	6.504	17.008	2.615	0.755	4.910	0.661
32 (1)	6.636	17.658	2.661	0.790	5.242	0.703
32 (2)	6.899	19.310	2.798	0.860	5.933	0.790

Korelacija između poluširina $j_{A,R}(x)$ profila spektralnih linija snimljenih duž i normalno na osu luka data je slikom 3.19. Fitovana prava koja reprezentuje rezultate u slučaju poprečnog snimanja odgovara usrednjenim vrednostima dobijenih poluširina za obe vrednosti jačine struje kroz luk.



Slika 3.19 Veza između poluširina profila $j_{A,R}(x)$ linija snimanih duž i normalno na osu luka za različite jačine struje kroz luk. Linija *Cl* 538 nm

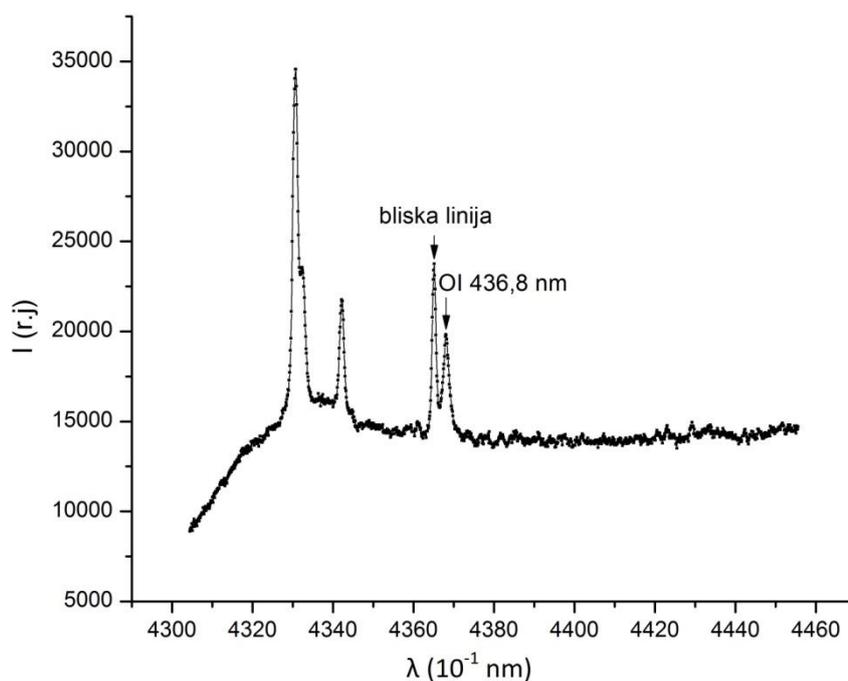
3.4. Kiseonik *OI* 436.8 nm

Pri snimanju spektralne linije OI 436.8 nm , kada se kao radni gas koristila smeša 4% H_2 : 32% CO_2 : 64%Ar , primećeno je da se uz nju pojavljuje jedna nepoznata linija. Kako se pri promeni vrednosti elektronske koncentracije menjao odnos intenziteta kao i razmak između ove dve linije, umesto posmatranja ponašanja poluširine neutralnog profila kiseonikove linije, posmatrana su ova dva parametra. Spektralna linija OI 436.8 nm i njoj bliska linija snimane su pri različitim jačinama struje kroz luk u uzdužnoj i poprečnoj postavci eksperimentalnog sistema.

3.4.1. OI 436.8 nm uzduž

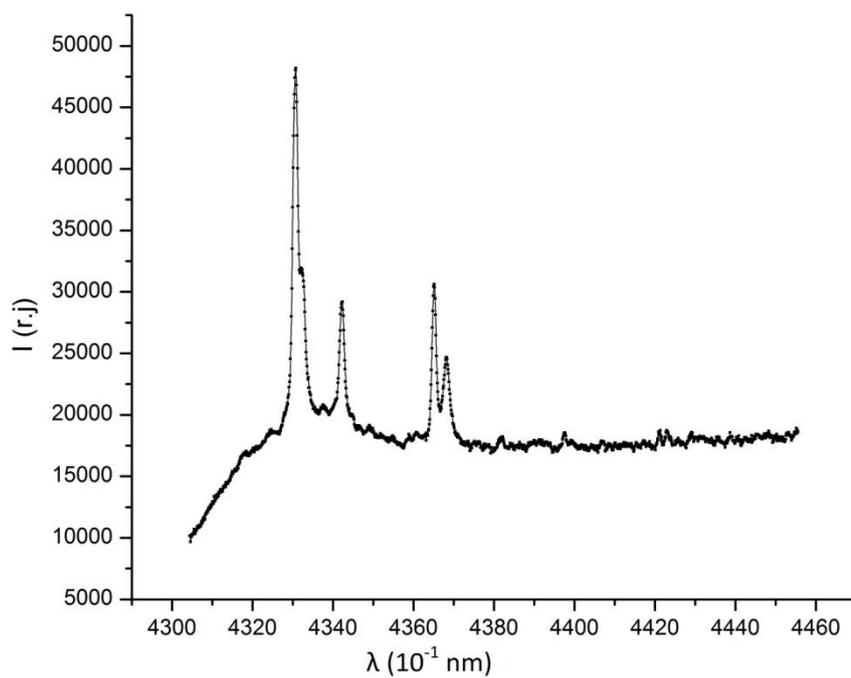
Spektralne linije snimane duž ose luka, pri jačinama struja 26, 29 i 31 A date su slikama 3.20, 3.21 i 3.22.

26 A



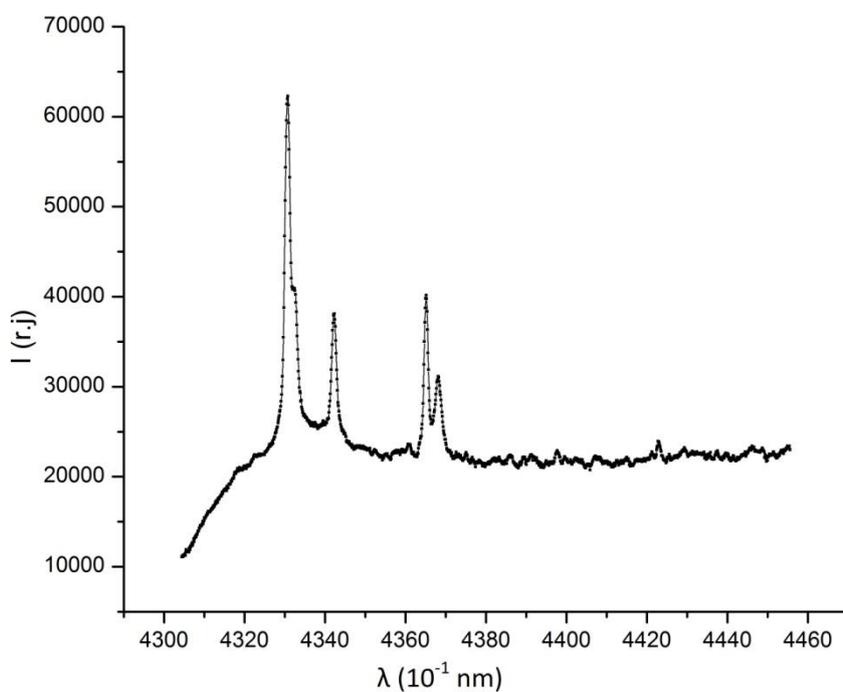
Slika 3.20 Spektralne linije OI 436.8 nm snimane uzduž za jačinu struje 26 A

29 A



Slika 3.21 Spektralne linije OI 436.8 nm snimane uzduž za jačinu struje 29 A

31 A



Slika 3.22 Spektralne linije OI 436.8 nm snimane uzduž za jačinu struje 31 A

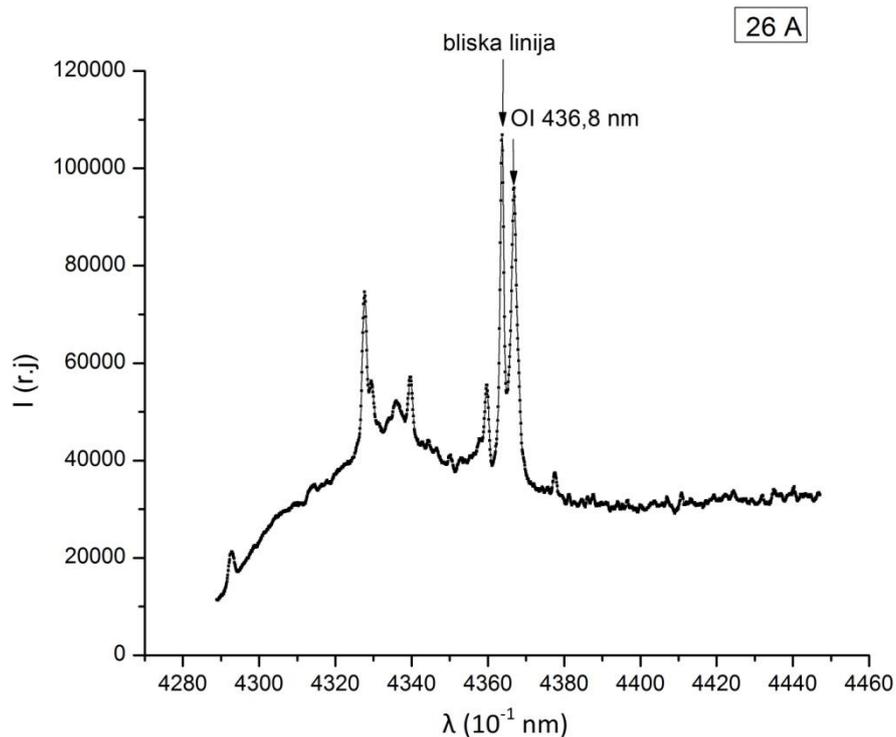
Rezultati obrade uzduž snimljenih bliskih linija dati su tabelom 3.10. Kako je pomenuto relevantni parametri koji se menjaju pri promeni jačine struje kroz luk su odnos intenziteta nepoznate linije I_1 i kiseonikove linije I_2 i razmak d između kiseonikove OI 436.8 nm i njemu bliske linije.

Tabela 3.10 Rezultati obrade kiseonikove OI 436.8 nm i njemu bliske linije snimane uzduž

I (A)	I_1/I_2	d (10^{-1} nm)
26	1.197	2.901
29	1.239	2.981
31	1.289	3.008

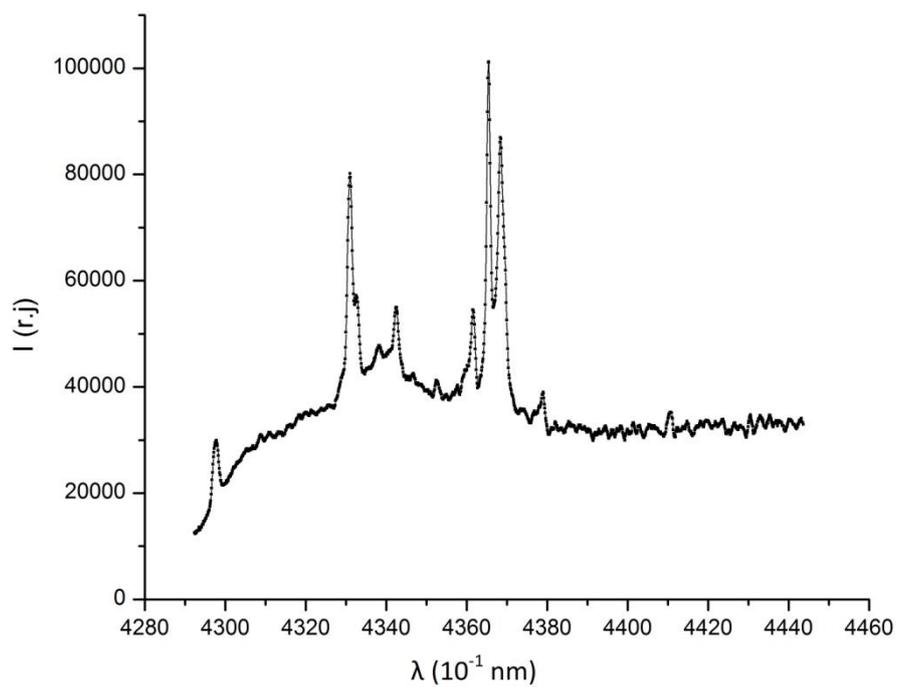
3.4.2. OI 436.8 nm popreko

Spektralne linije snimane normalno na osu luka, pri jačinama struja 26, 29 i 31 A date su slikama 3.23, 3.24 i 3.25.



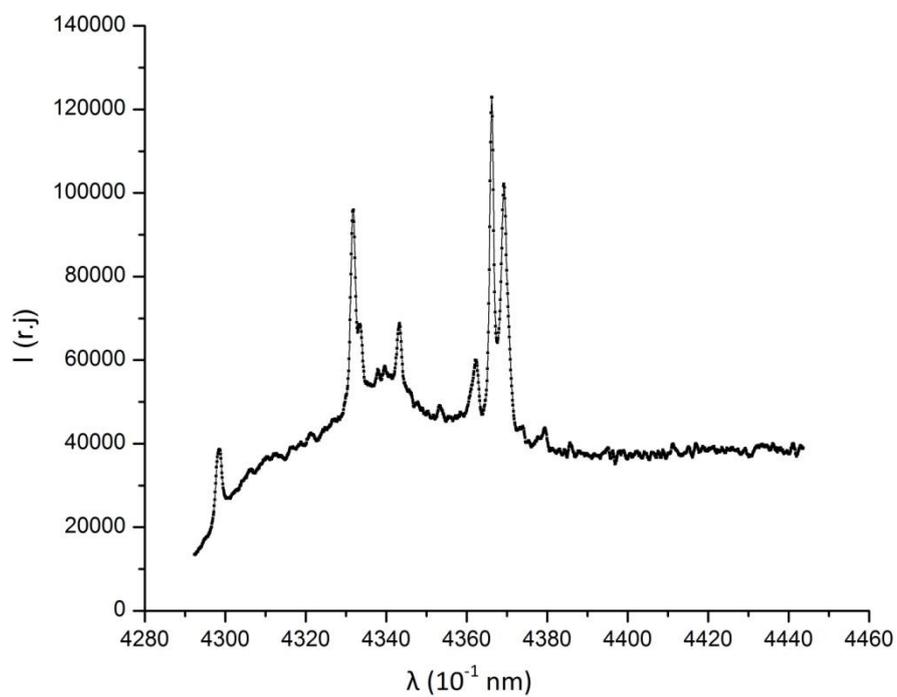
Slika 3.23 Spektralne linije OI 436.8 nm snimane popreko za jačinu struje 26 A

29 A



Slika 3.24 Spektralne linije OI 436.8 nm snimane popreko za jačinu struje 29 A

31 A



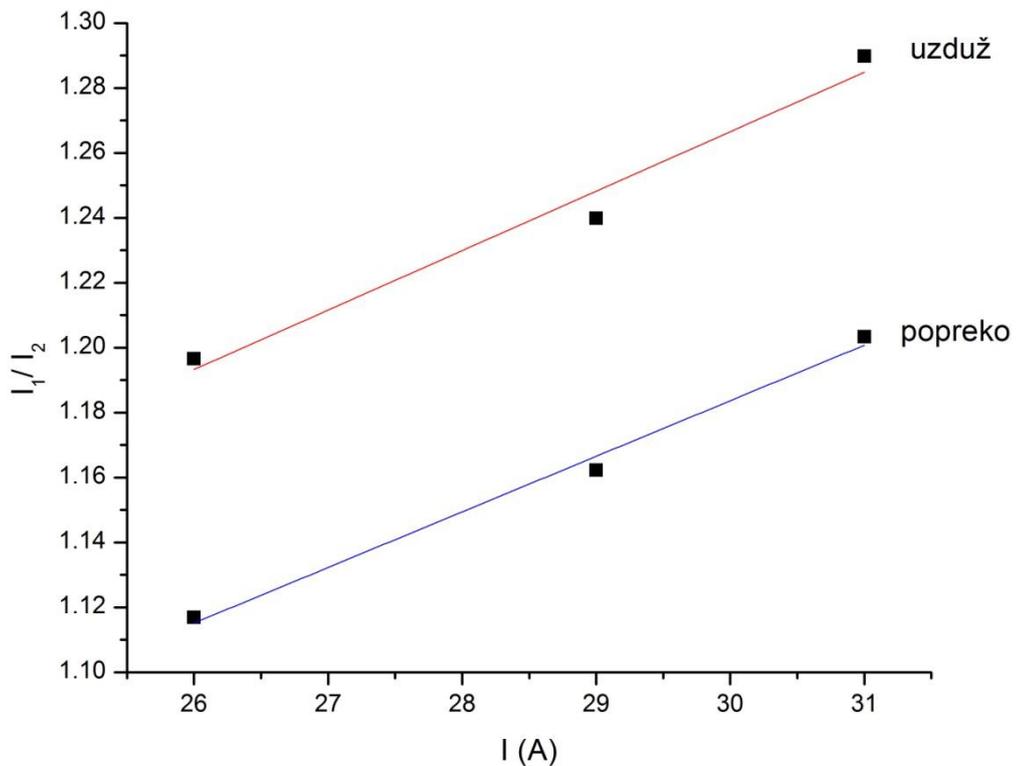
Slika 3.25 Spektralne linije OI 436.8 nm snimane popreko za jačinu struje 31 A

Rezultati obrade popreko snimljenih bliskih linija dati su tabelom 3.11.

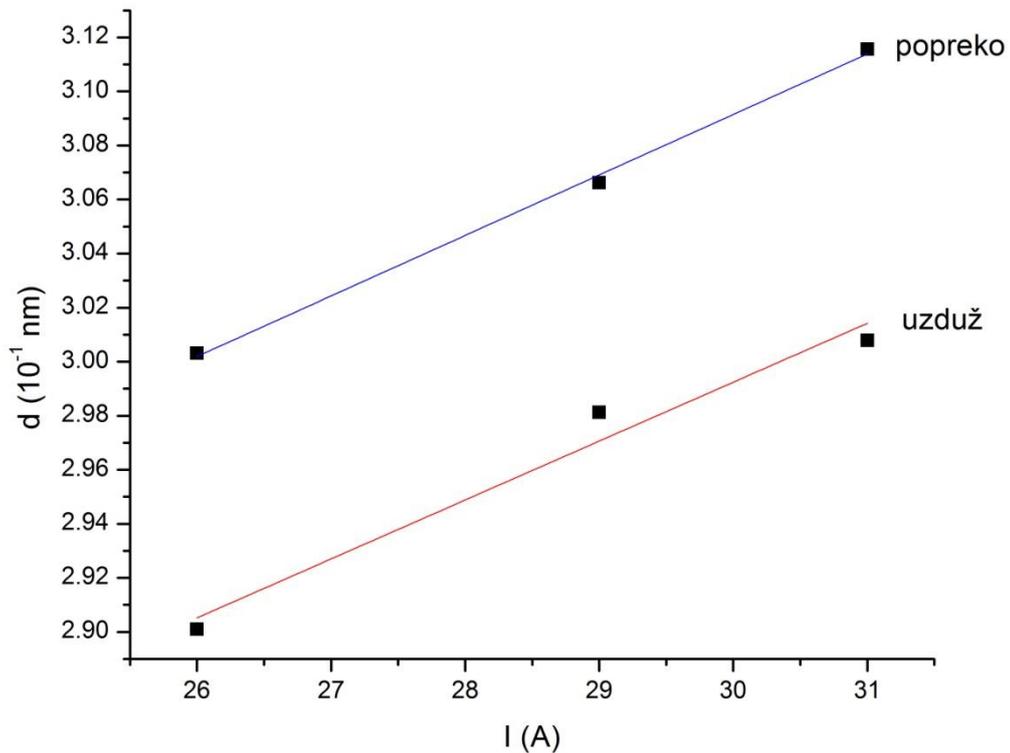
Tabela 3.11 Rezultati obrade kiseonikove OI 436.8 nm i njemu bliske linije snimane popreko

I (A)	I_1/I_2	d (10^{-1} nm)
26	1.117	3.003
29	1.162	3.066
31	1.203	3.116

Vrednosti parametara I_1/I_2 i d dobijenih prilikom uzdužnog i poprečnog snimanja bliskih linija prikazane su graficima na slikama 3.26 i 3.27. Sa grafika se vidi direktna veza između nagiba fitovanih prava koje odgovaraju eksperimentalnim vrednostima.



Slika 3.26 Korelacija između fitovanih prava koje daju zavisnost odnosa intenziteta kiseonikove i njemu bliske linije od jačine struje kroz luk prilikom uzdužnog i poprečnog snimanja luka



Slika 3.27 Korelacija između fitovanih prava koje daju zavisnost rastojanja između kiseonikove i njemu bliske linije od jačine struje kroz luk prilikom uzdužnog i poprečnog snimanja luka

3.5. Diskusija rezultata

Grafičke zavisnosti prikazane slikama 3.1, 3.12, 3.19, 3.26 i 3.27 svedoče o postojanju korelacije između parametara koji karakterišu određene spektralne linije snimljene duž ose luka i normalno na nju. Apsolutna veza između dobijenih rezultata se nalazi posmatranjem svih eksperimentalnih podataka koji su obrađeni na opisan način. Pravilnost između dobijenih rezultata je uočena kod veličine koja karakteriše odnos Starkovih poluširina datih linija snimljenih prilikom uzdužnog i poprečnog snimanja luka normiranih na elektronsku koncentraciju u plazmi. Ova veličina se formuliše kao :

$$P = \frac{w_u}{w_p} \cdot \frac{1}{N_e} \quad 3.3$$

kod linija H β , Cl 538 nm i Cl 505.2 nm.

Gde su w_u Starkova poluširina spektralnih linija snimljenih duž ose luka, w_p Starkova poluširina spektralnih linija snimljenih normalno na osu luka obe izražene u angstromima i N_e elektronska koncentracija izražena u jedinicama 10^{22} m^{-3} .

Prilikom obrade spektralne linije OI 436.8 nm i njoj bliske linije uočena je pravilnost između vrednosti kojima odgovara količnik odnosa intenziteta između bliskih linija snimanih uzduž i odnosa intenziteta ovih linija snimanih popreko normiranih na elektronsku koncentraciju. Takođe postoji slaganje i sa odnosom razmaka između bliskih linija snimanih uzduž i popreko i normiranih na elektronsku koncentraciju. Ove veličine su date kao :

$$P = \frac{\left(\frac{I_1}{I_2}\right)_u}{\left(\frac{I_1}{I_2}\right)_p} \cdot \frac{1}{N_e} \quad 3.4$$

$$P = \frac{d_u}{d_p} \cdot \frac{1}{N_e} \quad 3.5$$

gde su $\left(\frac{I_1}{I_2}\right)_u$ odnos intenziteta kiseonikove linije i njemu bliske snimanih duž ose luka, $\left(\frac{I_1}{I_2}\right)_p$ odnos ovih intenziteta snimanih normalno na osu, d_u i d_p razmaci između pikova bliskih linija snimanih uzduž i popreko u angstromima i N_e odgovarajuća elektronska koncentracija u jedinicama 10^{22} m^{-3} . Različite elektronske koncentracije zavise od različitih jačina električne struje kroz luk i one su dobijene iz dijagnostike vodonikove linije. Vrednosti navedenih parametara i njihova slaganja prikazani su tabelom 3.12.

Tabela 3.12. *Apsolutna veza parametara spektralnih linija snimanih uzduž i popreko*

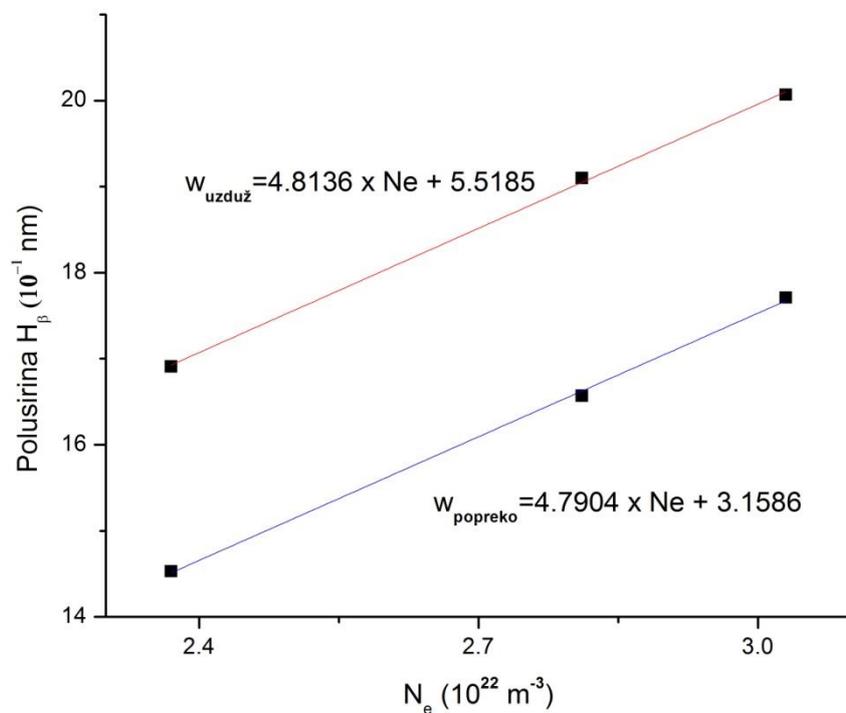
Spektralna Linija	$N_e \cdot 10^{22} (\text{m}^{-3})$	$P = \frac{w_u}{w_p} \cdot \frac{1}{N_e}$	δ (%)
H_β	2.37	0.491	1.9
	2.81	0.410	
	3.03	0.374	
$\langle P \rangle$		0.425	
Cl 505.2 nm	2.37	0.503	3.5
	2.81	0.442	
	3.03	0.379	
$\langle P \rangle$		0.441	
Cl 538 nm	2.62	0.400	1.5
	2.75	0.374	
$\langle P \rangle$		0.387	

Spektralna Linija	$N_e \cdot 10^{22} \text{ (m}^{-3}\text{)}$	$\frac{\left(\frac{I_1}{I_2}\right)_u \cdot 1}{\left(\frac{I_1}{I_2}\right)_p \cdot N_e}$	$\frac{d_u}{d_p} \cdot \frac{1}{N_e}$
OI 436.8 nm	2.37	0.452	0.407
	2.67	0.396	0.361
	2.92	0.367	0.331
$\langle P \rangle$		0.405	0.367
$\delta(\%)$		0.4	3.8

$\langle P \rangle$ i δ su srednja vrednost apsolutne veličine P i odstupanje pojedinačnih vrednosti te veličine od njene srednje vrednosti. Standardna devijacija obrađenih rezultata je 2.6 %.

3.6. Primer primene dobijenih rezultata

Pokazano je da postoji korelacija između Starkovih parametara u slučaju snimanja spektralnih linija duž ose luka i normalno na nju. Ta korelacija se grafički može prikazati i kao zavisnost poluširine spektralnih linija od elektronske koncentracije. Za slučaj H_β linije ta zavisnost je prikazana na slici 3.28 zajedno sa fitovanim linearnim funkcijama.



Slika 3.28 Kalibraciona zavisnost poluširine od elektronske koncentracije za slučaj radijalno simetrične plazme poluprečnika 5 mm

Linearni fit zavisnosti poluširine H_{β} linije, snimane uzduž, od elektronske koncentracije može se prikazati jednačinom:

$$w_{uzduž} = 4.8136 \cdot N_e + 5.5185 \quad 3.6$$

a snimane popreko jednačinom:

$$w_{popreko} = 4.7904 \cdot N_e + 3.1586 \quad 3.7$$

Vidi se sa slike da je nagib obe linije a prakticno isti (u slučaju snimanja uzduž ose iznosi 4.8136 sa greškom od 0.13 dok u slučaju snimanja popreko on iznosi 4.7904 sa greškom od 0.14). Razlika preseka sa vertikalnom osom $b(r)$ u ovom slučaju iznosi 2.36 sa greškom od 0.37. Ova razlika zavisi od radijusa ispitivane plazme i različita je za različite radijuse. Zbog toga će ovde biti prikazan primer kako se može odrediti elektronska koncentracija radijalno simetrične plazme prečnika 5 mm. Mora se napomenuti da je zavisnost poluširine od elektronske koncentracije dobijena iz snimanja duž ose kalibraciona zavisnost. Za radijalno simetrične plazme drugih prečnika se mora uraditi dodatna kalibracija, ali je razumno pretpostaviti da za vrlo male radijuse ($r \rightarrow 0$) rezultati merenja duž radijusa i duž ose moraju biti isti.

Kao primer, pretpostavimo da je H_{β} snimana normalno na osu plazmenog stuba i da je izmerena poluširina $w_p = 14.53 \text{ \AA}$. Ova poluširina odgovara uslovima snimanja normalno na osu luka za jačinu struje od 26 A. Iz kalibracione krive nagib je $a \approx 4.8$ presek linije dobijene snimanjem duž ose b_u (takođe kalibraciona veličina), a razlika $b(r)$ iznosi 2.36 i ona zavisi od poluprečnika luka.

Sa zavisnosti sa slike 3.27, na osnovu 3.7 vidi se da je elektronska koncentracija snimana normalno na osu luka :

$$N_e = \frac{w_p - 3.159}{4.8} = \frac{14.53 - 3.159}{4.8} \cdot 2.37$$

u jedinicama 10^{22} m^{-3} . Pri struji od 26 A za uzdužno snimanje se dobija $N_e = 2.37 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Za izmerenu poluširinu $w_p = 16.57 \text{ \AA}$ linije H_{β} elektronska koncentracija na osi plazmenog stuba izračunata na ovaj način je :

$$N_e = \frac{w_p - 3.159}{4.8} = \frac{16.57 - 3.159}{4.8} = 2.79$$

u jedinicama 10^{22} m^{-3} . Pri proticanju struje od 30 A kroz luk uzdužnim snimanjem vodonikove linije se dobija $N_e = 2.81 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Kada je struja pražnjenja iznosila 32 A izmerena je poluširina H_{β} linije $w_p = 17.71 \text{ \AA}$ pa je u skladu sa formulom 3.7 elektronska koncentracija na osi luka :

$$N_e = \frac{w_p - 3.159}{4.8} = \frac{17.71 - 3.159}{4.8} = 3.03$$

u jedinicama 10^{22} m^{-3} . Pri ovoj jačini struje metodom određivanja elektronske koncentracije na osi luka iz uzdužno snimljene vodonične linije dobija se vrednost $N_e = 3.03 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$.

Ovaj primer pokazuje da je moguće odrediti elektronsku koncentraciju plazme na osi radijalno simetrične plazme iz poluširine spektralnih linija koje su snimljene normalno na osu, bez primene Abelove inverzije. To dokazuje moguću primenu za različite radijalno simetrične plazme, kao što je slučaj sa laserski proizvedenim plazmama. Međutim, potpuna primena ovog metoda zahteva kalibraciju koristeći plazme različitih radijusa na način kako je urađeno u ovom radu.

Mora se napomenuti, da ova razmatranja važe samo za interval vrednosti elektronske koncentracije koji je pokriven u ovom radu. Ovaj interval je prilično uzan i zbog toga se može primeniti linearna aproksimacija zavisnosti između poluširine H_β linije i elektronske koncentracije. Međutim, elektronske koncentracije koje se dobijaju u velikom broju LPP su vrlo bliske vrednostima koje pokriva ovaj interval, te je opisani metod primenjiv.

ZAKLJUČAK

U ovom radu su snimane spektralne linije H_{β} , Cl 505.2 nm, Cl 538 nm i OI 436.8 nm emitovane duž ose električnog luka i normalno na njegovu osu (uzduž i popreko). Zadatak je bio određivanje korelacije između veličina koje karakterišu spektralne linije emitovane iz plazme snimane uzduž i popreko. Veličine koje su se upoređivale su Starkove poluširine kod ugljenikovih i vodonične linije, odnos intenziteta kiseonikove i njemu bliske linije kao i razmak između njih. Spektralne linije su snimane za različite vrednosti jačina struja kroz električni luk, tj. za različite vrednosti elektronskih koncentracija u plazmi. Kako su posmatrane linije asimetrične jer potiču od neutralnih emitera vršen je aproksimativan metod dekonvolucije ovih profila u cilju upoređivanja Starkovih poluširina snimljenih linija. Grafički su prikazani rezultati koji svedoče o postojanju veze između Starkovih poluširina spektralnih linija snimljenih uzduž i normalno na osu luka. Prikazani su i grafici na kojima su upoređeni odnosi intenziteta i razmaka između kiseonikove i njemu bliske linije snimani uzduž i popreko, koji su takođe potvrdili postojanje veze između uzdužnog i poprečnog snimanja veličina koji karakterišu plazmu. Apsolutna veza između obrađenih rezultata je prikazana veličinom P čija je standardna devijacija 2.6 %. U radu je prikazan i primer primene dobijenih rezultata koji potvrđuje mogućnost određivanja elektronske koncentracije na osi plazmenog stuba iz poluširine popreko snimljene H_{β} linije. Primer se odnosio na radijalno simetrične plazme poluprečnika 5 mm. Međutim za radijalno simetrične plazme različitih poluprečnika, zavisnost poluširine od elektronske koncentracije koja se dobijena snimanjem duž ose se prethodno mora kalibrisati. Ovaj primer pokazuje da je moguće odrediti elektronsku koncentraciju plazme na osi radijalno simetrične plazme iz poluširine spektralnih linija koje su snimljene normalno na osu, bez primene Abelove inverzije. Stoga se kao moguć primer primene dobijenih rezultata navodi radijalno simetrična plazma kakva je LPP što je i konačan cilj ovog rada.

Literatura

- [1] - Božidar Milić ,Osnove fizike gasne plazme, Naučna knjiga, Beograd (1977)
- [2] - Predavanja profesora Stevice Đurovića
- [3] - M. Mitchner, C. H. Kruger Jr., Partially Ionized Gases, John Wiley & Sons, New York, London, Sydney, Toronto (1973)
- [4] - A. W. AH and H. R. Griem, Phys. Rev. 140,1044 (1965)
- [5] - H. R Griem, Plasma Spectroscopy, McGraw Hill, New York (1964)
- [6] - M. S. Dimitrijević, Uticaj potencijala dugog dometa na Starkovo širenje spektralnih linija plazme, Doktorska disertacija, Univerzitet u Beogradu (1978).
- [7] -H.R Griem, M. Baranger, A.C. Kolb and G.K. Oertel , Phys.Rev. 125,177 (1962)
- [8] - S.M. Benett and H.R.Griem, Technical Report No.71-097, University of Maryland (1971) neobjavljeno
- [9] - W.W. Jons, S.M. Benett and H.R.Griem Technical Report No.71-128, University od Maryland (1971)
- [10] - D. Voslamber, Z.Naturforsh 24A,1458 (1969)
- [11] - J.W.Dufty,Phys.Rev. 187,305 (1969)
- [12] - E.W.Smith, J.Cooper and C.R.Vidal, Phys.Rev. 185,140 (1969)
- [13] - C.R.Vidal, J.Cooper and E.W.Smith, Astrophys. J.Suppl. Ser. No. 214,25,37 (1973)
- [14] - Stevica Đurović, Starkovo širenje i pomeranje spektralnih linija neutralnih halogenih elemenata u plazmi stabilisanog električnog luka, Doktorska disertacija , Univerzitet u Beogradu (1989)
- [15] - H.R.Griem Spectral line broadening by plasmas, Academic press New York and London (1974)
- [16] - J.Holtzmark, Ann.Phys. 58,577 (1919)
- [17] - N.Konjevic,J.R.Roberts, J.Phys.Chem.Ref.Data, 5,209 (1976)
- [18] - D.E.Kelleher, J.Quant.Spectrosc.Radiat. Transfer, 25,191 (1981)
- [19] - J.T.Davies and J.M.Vaugham, Astroph. J. 137,1302 (1963)
- [20] - L.A.Woltz, J.Q.S.R.T, 36,547 (1986)
- [21] - Z.Mijatovic,R.Kobilarov,B.T.Vujcic,D.Nikolic and N.Konjevic, J.Quant.Spectrosc.Radiat.Transfer Vol.50 No.3 (1993)
- [22] - Zoran Mijatović, Uticaj dinamike jona na oblik i pomeraj spektralnih linija atomskog helijuma, ugljenika i kiseonika u plazmi, Doktorska disertacija, Univerzitet u Beogradu (1995)
- [23] - P.Kepple and H.R.Grieam, Phys.Rev. 173,317 (1968)
- [24] - C.R.Vidal,J.Cooper and E.W.Smith, Astrophys. J.Suppl. Ser. No.214,25,37 (1973)
- [25] - W.L.Wiese,D.E.Kelleher and D.R.Paquette, Phys.Rev. A 6, 1132 (1972)

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:

Ivana Sremački

AU

Mentor:

Prof. dr Zoran Mijatović

MN

Naslov rada:

Uspostavljanje korelacije između Starkovih poluširina spektralnih profila snimanih duž i normalno na osu električnog luka

NR

Jezik publikacije:

srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda:

srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja:

Srbija

ZP

Uže geografsko područje: Vojvodina

UGP

Godina: 2015

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

Naučna disciplina: Fizika plazme

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči: Starkovo širenje, spektralne linije neutralnih emitera, električni luk

PO

UDK

Čuva se: Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

ČU

Važna napomena: Nema

VN

Izvod:

IZ

Datum prihvatanja teme od NN veća:

DP

Datum odbrane:

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik:

Prof. dr Stevica Đurović

član:

Prof. dr Fedor Skuban

član:

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:

Ivana Sremački

AU

Mentor/comentor:

Prof. dr Zoran Mijatović

MN

Title:

Establishing a correlation between Stark halfwidths of spectral lines recorded along and perpendicular to the axis of electric arc

TI

Language of text:

Serbian (Latin)

LT

Language of abstract:

English

LA

Country of publication:

Serbia

CP

Locality of publication: Vojvodina

LP

Publication year: 2015

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: Stark broadening, spectral lines of neutral atoms, electric arc

SKW**UC**

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

HD

Note: None

N

Abstract:

AB

Accepted by the Scientific Board:

ASB

Defended on:

DE

Thesis defend board:

DB

President: Prof. dr Stevica Đurović

Member: Prof. dr Fedor Skuban

Member: Prof. dr Zoran Mijatović