



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI  
FAKULTET  
DEPARTMAN ZA FIZIKU



# Ispitivanje uslova za snimanje spektralnih linija helijuma iz plazme proizvedene u elektromagnetnoj T-cevi

-*Master rad*-

Mentor:

Prof. Dr Stevica Đurović

Kandidat:

Biljana Stankov

Novi Sad, 2013

Ovaj rad je rađen u Laboratoriji za fizičku elektroniku na Departmanu za fiziku PMF u Novom Sadu pod rukovodstvom Prof. Dr Stevice Đurovića.

# Sadržaj

UVOD .....	1
GLAVA I	
<i>Teorijski uvod</i> .....	2
Plazma .....	2
Udarni talasi .....	4
Rankin Igonioove relacije .....	6
Elektromagnetno zračenje plazme.....	7
Model lokalne termodinamičke ravnoteže .....	9
GLAVA II	
<i>Izvor plazme</i> .....	11
Prateći uređaji .....	13
Gasni sistem .....	13
Električni sistem .....	14
Merni sistem.....	16
GLAVA III	
<i>Dijagnostika plazme</i> .....	20
Određivanje elektronske temperature .....	20
Određivanje elektronske koncentracije .....	24
Provera uslova za LTR .....	25
GLAVA IV	
<i>Samoapsorpcija spektralnih linija u plazmi</i> .....	28
Test na samoapsorpciju 1.....	29
Test na samoapsorpciju 2.....	33
Zaključak.....	36
Literatura.....	37

# **UVOD**

Cilj ovog rada je ispitivanje uslova za snimanje spektralnih linija helijuma iz plazme proizvedene u elektromagnetnoj udarnoj T-cevi. Namera je da se eksperimentalni profili nekih linija helijuma kasnije iskoriste za upoređivanje sa profilima dobijenim na osnovu novih teorijskih proračuna.

U tom smislu neophodno je prvo proveriti uslove koji vladaju u plazmi, u prvom redu elektronsku koncentraciju i temperaturu. Za određivanje elektronske temperature je bitno postojanje uslova lokalne termodinamičke ravnoteže. Dalje, potrebno je takođe proveriti mogućnost postojanja samoapsorpcije i, ako postoji, naći način da se ova pojava izbegne ili svede na minimum.

U prvoj Glavi je data definicija plazme i opis plazmenog stanja. Razmatrani su udarni talasi kao pojava koja se koristi za ionizaciju i eksicitaciju atoma gase u udarnoj elektromagnetnoj T-cevi. Dat je kratak opis elektromagnetskog zračenja plazme i nešto detaljnije Model lokalne termodinamičke ravnoteže.

U drugoj Glavi je detaljno opisan izvor plazme T-cev kao i svi prateći uređaji, gasni, električni i merni sistem.

U trećoj Glavi je opisana dijagnostika plazme tj. određivanje elektronske temperature i elektronske koncentracije.

U četvrtoj Glavi su opisani metodi i dati rezultati provere na mogućnost postojanja samoapsorpcije spektralnih linija od interesa.

Na kraju je dat zaključak i spisak literature.

# GLAVA I

## *Teorijski uvod*

### **Plazma**

Uobičajena stanja u kojima se materija nalazi na Zemlji, čvrsto, tečno i gasovito poseduju određenu unutrašnju strukturu koja se karakteriše i određenim stepenom unutrašnje uređenosti. Ovaj stepen unutrašnje uređenosti između ostalog nameće i ograničenja u pogledu energije koju jedna čestica može imati [1]. Na primer, za kristal, kao čvrsto stanje, karakteristična je mala srednja energija po čestici, reda veličine  $10^{-2}$  eV, što znači da se kretanje čestica svodi samo na oscilovanje oko ravnotežnog položaja. U tečnom stanju čestice, obično molekuli, imaju srednju energiju  $10^{-1}$  eV, stoga se intenzivnije kreću oko nekog srednjeg položaja. Povećanje energije dovodi do sve intenzivnijeg kretanja i sve slabije povezanost čestica u tečnosti što vodi do isparavanja i prelaska tečnosti u gas. U gasu, koji predstavlja najneuređenije stanje koje se nalazi u zemaljskim uslovima, čestice se kreću haotično, prilikom čega dolazi do međusobnih sudara. Ovi sudari mogu biti elastični i neelastični. Srednja energija po čestici iznosi oko 1 eV. U elastičnim sudarima dolazi do pobuđivanja, odnosno ekscitovanja atoma, odnosno dolazi do prelaska elektrona na neku od viših putanja u elektronskom omotaču, te će atom biti u nekom od stanja sa višom energijom. Jedan od najvažnijih neelastičnih procesa je ionizacija atoma, odnosno proces pri kojem dolazi do otkidanja elektrona iz elektronskog omotača jednog atoma koji učestvuje u sudaru. Na taj način, zagrevanjem gasa dobija se smeša atoma, slobodnih elektrona i pozitivno nanelektrisanih ostataka atoma. Atomi kojima su izbijeni elektroni, nazivaju se joni. Ovakvo stanje materije gde postoji smeša neutralnih i nanelektrisanih čestica naziva se ionizovani gas. U ionizovanom gasu je srednja energija po čestici za red veličine veća nego u gasu. Paralelno sa ionizacijom odigrava se suprotni proces - rekombinacija. U pitanju je neelastični sudar između elektrona i pozitivnog jona koji za posledicu ima ugrađivanje elektrona i dobijanje neutralnog atoma. Osim toga, sudarima se atomi mogu deeksitovati, tj. vratiti u neka niža pobuđena stanja ili u osnovno stanje. Ukoliko je u svakoj jedinici zapremine i jedinici vremena broj aktova ionizacije jednak sa brojem aktova rekombinacije, tako da se koncentracija ionizovanih atoma ne menja sa vremenom, uspostavlja se stacionarno stanje dinamičke ravnoteže. Osim sudarnih procesa u plazmi postoje i radijacioni procesi, tj. procesi koji su praćeni emisijom svetlosti.

Ukoliko je koncentracija nanelektrisanih čestica dovoljno visoka, dolazi do formiranja unutrašnjeg elektromagnetskog polja. Ovo se polje menja od tačke do tačke i u toku vremena, jer zavisi od brzine i trenutnog položaja nanelektrisanih čestica. Nanelektrisane čestice međusobno interaguju Kulonovim (Coulomb) silama dugog dometa, a preko unutrašnjeg elektromagnetskog polja svaka pojedinačna čestica interaguje istovremeno sa svim ostalim nanelektrisanim česticama. Ovakav tip reakcije se označava kao kolektivna interakcija.

Kolektivna interakcija se može javiti i kod elektrona u metalu i poluprovodniku. Jonizovani gas kod kojeg je ostvarena kolektivna interakcija naziva se plazma. Termin "plazma" prvi put je upotrebio Lengmir (Langmuir) 1927. godine. Stroga definicija plazme zahteva međutim, još neke uslove.

Jedna od najupadljivijih osobina plazme je njena tendencija ka električnoj neutralnosti, odnosno stanju u kome je zapreminska gustina sila jednaka nuli. Ova osobina dolazi do izražaja samo ukoliko se posmatraju dovoljno velike zapremine plazme u dovoljno velikom intervalu vremena. Usled dejstva Kulonove sile joni kao istoimeni nanelektrisane čestice se međusobno odbijaju, ali istovremeno privlače elektrone kao suprotne nanelektrisane i lakše čestice. Opet, elektroni se odbijaju među sobom i ne daju jedan drugom da se suviše približe jonima. Zbog toga se oko jona obrazuje oblak negativnog nanelektrisanja koje zaklanja, odnosno ekranira, polje jona koje se sada može izraziti kao [2],

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} e^{-\frac{r}{\lambda_D}} \quad (1)$$

gde je  $q$  nanelektrisanje čestice,  $r$  je rastojanje od jona,  $\epsilon_0$  je permeabilnost vakuma, a sa  $\lambda_D$  je označen Debajev (Debye) radijus. Opisana pojava je tzv. efekat Debajevog ekraniranja. Debajev radijus se može predstaviti kao,

$$\lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 k T}{n_e e^2} \right)^{1/2} \quad (2)$$

gde je  $k$  Boltmanova (Boltzmann) konstanta,  $T$  je temperatura,  $e$  nanelektrisanje elektrona, a  $n_e$  koncentracija elektrona. Debajev radijus plazme daje red veličine one sfere iz koje bi, usled termalnog kretanja moglo izaći sve čestice istoimenog nanelektrisanja. Ovaj radijus je veoma mali, obično manji od 1 mm. Prvi kriterijum plazme dakle kaže da dimenzije plazme treba da budu veće od Debajevog radiusa, jer se tek pri tim dimenzijama može govoriti o elektroneutralnosti plazme. Drugi kriterijum je takođe u vezi sa Debajevim efektom ekraniranja. Naime, treba da je

$$n_e \lambda_D^3 \gg 1 \quad (3)$$

što znači da srednje rastojanje između elektrona, grubo dato kao  $n_e^{-1/3}$ , mora biti vrlo malo u poređenju sa Debajevim radijusom. U odsustvu spoljašnjih uticaja plazma je u celini neutralna, mada se unutar plazme nalaze nanelektrisane čestice. Makroskopska neutralnost se može uzeti kao treći kriterijum postojanja plazme

$$n_e = \sum_i n_i . \quad (4)$$

Termalno kretanje čestica može da naruši lokalnu neutralnost. Neka je iz male sfere zbog termalnog kretanja izašao izvestan broj elektrona. U unutrašnjosti sfere sada postoji višak pozitivnog nanelektrisanja. Usled jakog elektrostatičkog polja izašli elektroni će se na izvesnom rastojanju od sfere zaustaviti i početi vraćati ka sferi. Kada dospeju na površinu sfere njihova kinetička energija će biti takva da im neće dozvoliti da se tu zadrže, već će oni nastaviti

kretanje ka središtu sfere. Na taj način će doći do stvaranja viška negativnog naelektrisanja u centru sfere. Zbog odbojnih elektrostatičkih sila koje se sada javljaju, elektroni neće ostati u centru sfere, već će ponovo izaći iz sfere dok se ne zaustave zbog promene smera elektrostatičkog polja izazvane promenom znaka prostornog naelektrisanja ostalog u sferi, tada ponovo počinju da se kreću ka sferi i ciklus se tako ponavlja. Na taj način u plazmi nastaju elektrostatičke oscilacije, koje se preciznije nazivaju elektronske plazmene oscilacije. Plazmena frekvenca se može izraziti kao

$$\omega_{pe} = \left( \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Sudari elektrona i neutralnih čestica dovode do amortizovanja oscilatornog kretanja. Da bi kolektivni efekti bili dominantni, uticaj ovih sudara mora biti veoma mali,

$$\nu_{pe} \gg \nu_{ne} \quad (6)$$

gde je  $\nu_{pe} = \omega_{pe}/2\pi$ , a  $\nu_{ne}$  je frekvencija sudara. Ovo je četvrti kriterijum plazmenog stanja.

Sve što je navedeno do sada predstavlja definiciju tzv. idealne plazme koju je teško ostvariti. Zbog toga se onda koriste izrazi kao što su nisko ili visoko temperaturna plazma, ravnotežna ili neravnotežna plazma i slično. Nazivi mogu da potiču i od toga kako je plazma proizvedena: lučna, impulsa, visokofrekventna plazma itd.

Osobine jonizovanog gasa i plazme se razlikuju od osobina gasa. Naime, gas se ponaša kao izolator, a plazma je provodna i osetljiva je na spoljašnje elektromagnetsko polje. U tom smislu se plazma može smatrati četvrtim agregatnim stanjem materije [3]. Osim toga ovo stanje materije je uvek praćeno snažnom emisijom zračenja, tj. svetlosti koja potiče od pobuđenih atoma i jona.

Pojava plazmenog stanja na Zemlji je retkost. Jonosfera, visoko u atmosferi predstavlja ionizovan gas, kao posledica interakcije atmosfere i upadnih visoko energijskih čestica pojavljuje se i polarna svetlost. Plamen je takođe slabo jonizovan gas, temperature oko 1000 K. Prilikom nevremena pojavljuju se munje tj. električno pražnjenje prilikom kojeg mogu da se dostignu temperature i do 30000 K. U svemiru je slika obrnuta, sve ono što se vidi da svetli, zvezde, galaksije pa i međuzvezdani gas je u stanju plazme.

U laboratoriji se plazma može proizvesti na različite načine. Može na primer, pomoću udarnih talasa, pomoću laserskog zračenja, pomoću jakih elektromagnetskih polja, mada se najčešće proizvodi različitim tipovima električnog pražnjenja kroz gasove pri nižim ili višim pritiscima. U ovom radu je kao izvor plazme korišćena elektromagnetna udarna T-cev kod koje se plazma dobija kombinacijom električnog pražnjenja i udarnog talasa.

## Udarni talasi

Jedan od efekata koji se koristi za dobijanje plazme je prolaz udarnog talasa kroz gas koji može biti praćen povećanjem stepena jonizacije. Udarnim talasom se naziva diskontinuitet u parametrima sredine ( $\rho, p, T$ ). Udarni talas može biti sferni, cilindrični ili ravan u zavisnosti

od načina na koji je izvršeno oslobađanje energije [4]. On se karakteriše postojanjem jedne površine (udarni front) na kojoj parametri gase trpe skok. Prepostavimo da je u homogenom, nestišljivom i idealnom fluidu na jednom mestu nastao poremećaj gustine u vidu Gausovog (Gauss) impulsa. Ako je amplituda tog polja mala mogu se primeniti linearizovane jednačine magnetohidrodinamičke teorije, koja će kasnije biti pojašnjena, i pri tom se kao rešenje dobije akustični talas koji se prostire brzinom [1],

$$v = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_{\rho=\rho_0}} = \sqrt{\gamma \frac{p_0}{\rho_0}} \sim \sqrt{\gamma \rho_0^{\gamma-1}} \quad (7)$$

kao posledicu linearnosti imamo da profil fronta ostaje nepromenjen. Ukoliko amplituda posmatranog poremećaja nije mala, uzimajući u obzir relaciju (7) vidimo da se zadnji deo impulsa kreće znatno većom brzinom od prednjeg dela, i kreće se po već sabijenom fluidu. Zbog toga zadnji deo impulsa sustiže prednji pa se širina impulsa smanjuje, i teorijski, teži nuli. Ovaj efekat se koristi za dobijanje plazme u udarnim cevima. U pitanju je metalna cev pregrađena na dva dela i ispunjena gasom do niskog pritiska. U jednom delu se dovođenjem novih količina gasa povećava pritisak sve dok pregrada ne pukne. Sabijeni gas se širi u deo sa niskim pritiskom u obliku udarnog talasa koji vrši jonizaciju.

Prostiranje talasa u ma kojoj sredini opisuje se jednačinama koje nastaju iz osnovnih jednačina dinamike date sredine primenom metoda perturbacije. Pod određenim uslovima plazma se može posmatrati kao neprekidna sredina, fluid ili smeša fluida koji imaju sposobnost elektroprovodnosti. Magnetno hidrodinamički model (MHD) je najjednostavniji takav model u kojem se plazma poistovećuje sa provodnim fluidom, a dinamičko stanje se opisuje uvođenjem polja gustine  $\rho(x, y, z, t)$ , pritiska  $p(x, y, z, t)$ , temperature  $T(x, y, z, t)$ , brzine proticanja  $\vec{v}(x, y, z, t)$ , gustine struje  $\vec{j}(x, y, z, t)$ , električnog  $\vec{E}(x, y, z, t)$  i magnetnog polja  $\vec{B}(x, y, z, t)$ . Prilikom razmatranja prostiranja poremećaja dobijaju se nelinearne diferencijalne jednačine, one se mogu linearizovati ako su amplitude poremećaja male. Postoje međutim, situacije u kojima se mora uzeti u obzir konačna veličina amplitude poremećaja. Tako stanje sa neprekidnim početnim i graničnim uslovima može da evoluira u stanje u kojem posmatrane veličine trpe skok na izvesnim površinama unutar oblasti koju zauzima plazma. Ove površine diskontinuiteta, po pravilu kreću se kroz plazmu nadzvučnom brzinom. Diskontinuitet je udarni talas ukoliko gustina ispred fronta i iza nisu jednake. Udarni talasi su od interesa u fizici plazme pošto je temperatura iza površine diskontinuiteta veća pa se mogu koristiti za zagrevanje plazme. Udarni front nije površina u geometrijskom smislu, već ona realno ima konačnu debljinu koja je određena disipativnim efektima kao što su viskozost, topotna provodnost, konačna električna provodnost. Ovi efekti određuju veličinu gradijenata hidrodinamičkih veličina a ne utiču na njihovu skokovitu vrednost prilikom prolaska udarnog talasa. Zbog toga se prilikom proučavanja promena parametara fluida posle prolaska fronta disipativni efekti mogu zanemariti i može se smatrati da je udarni front površina u geometrijskom smislu reči. Promena parametara fluida se posmatra na osnovu opštih zakona konzervacije mase, impulsa i

energije. Disipativni efekti će dovesti do smanjivanja amplituda poremećaja a kada postane dovoljno mala poremećaj će se degenerisati u zvuk.

Pri izvođenju jednačina [1] dolazi se do sledećih zaključaka: udarni talas je uvek kompresioni, brzina gasa ispred fronta je uvek nadzvučna, temperatura gasa iza fronta se povećava.

### Rankin-Igonioove relacije

Neka je stacionarni udarni talas, ravan udarni talas kod kojeg se front kreće konstantnom brzinom. Front se kroz fluid kreće brzinom  $v_1$ , menjajući parametre sredine ispred fronta,  $\rho_1$ ,  $p_1$ ,  $T_1$  u parametre  $\rho_2$ ,  $p_2$ ,  $T_2$  iza fronta. Neka se referentni sistem veže za udarni front, i brzina fluida iza fronta označi sa  $v$ , tada sve relevantne veličine, podrazumevajući i napred navedene uslove, zavise samo od  $x$  koordinate. Na osnovu jednačine kontinuiteta i jednačine kretanja sledi [4],

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (8)$$

$$p_1 + \rho_1 v_1^2 = p_2 + \rho_2 v_2^2 \quad (9)$$

poslednja jednačina predstavlja zakon o održanju impulsa. Ukoliko se na frontu udarnog talasa energija ne rasipa zračenjem tada je  $\frac{1}{2} \rho v^2 + p + \rho \varepsilon = const$ , gde je  $\varepsilon$  unutrašnja energija jedinice mase fluida, pa je:

$$\varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2} = \varepsilon_2 + \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{v_2^2}{2} \quad (10)$$

Jednačine (8)- (10) su poznate kao Rankin-Igonioove (Rankine-Hugoniot) jednačine. Ove jednačine zajedno sa jednačinom stanja i kaloričkom jednačinom,

$$\begin{aligned} a) \quad & \frac{p_1}{\rho_1 T_1} = \frac{p_2}{\rho_2 T_2} \\ b) \quad & \varepsilon = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho}; \quad \left( \gamma = \frac{c_p}{c_v} \right) \end{aligned} \quad (11)$$

predstavljaju sistem iz kojeg se mogu odrediti veličine iza fronta udarnog talasa, odnosno mogu se odrediti veličine sa indeksom 2 ukoliko su poznate veličine sa indeksom 1. Radi daljih razmatranja uvode se bezdimenzionalni parametri,

$$M_1 = \frac{v_1}{\sqrt{\gamma \frac{p_1}{\rho_1}}}, \quad X = \frac{\rho_2}{\rho_1}, \quad Y = \frac{p_2}{p_1} \quad (12)$$

od kojih prvi predstavlja odnos između brzine proticanja fluida i zvuka i zove se Mahov (Max) broj, a drugi i treći parametar nazivaju se parametar kompresije i parametar jačine udarnog talasa. Uvođenjem ovih relacija jednačine (8), (11), (9) i postaju,

$$\frac{v_1}{v_2} = X \quad (13)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{Y}{X} \quad (14)$$

$$M_1^2 \left(1 - \frac{1}{X}\right) = \frac{Y - 1}{\gamma} \quad (15)$$

Sređivanjem prethodnog sistema, eliminacijom  $Y$ , dobija se kvadratna jednačina,

$$\left(M_1^2 + \frac{2}{\gamma - 1}\right)X^2 - \frac{2(1 + \gamma M_1^2)}{\gamma - 1}X + \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}M_1^2 = 0 \quad (16)$$

čije je rešenje,

$$X_0 = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2} \quad (17)$$

i

$$Y_0 = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (18)$$

Treba napomenuti da je  $X = 1$  trivijalno rešenje i označava stanje kada nema udarnog talasa.

Zamenom vrednosti iz (17) i (18) u (14) dobija se:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{Y_0}{X_0} = \frac{[2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)][(\gamma - 1)M_1^2 + 2]}{(\gamma + 1)^2 M_1^2} \quad (19)$$

U slučaju jakih udarnih talasa, kada je Mahov broj mnogo veći od jedinice, tada je:

$$X_0 = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad (20)$$

$$Y_0 = \frac{2\gamma M_1^2}{\gamma + 1} \quad (21)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{2\gamma(\gamma - 1)M_1^2}{(\gamma + 1)^2} \quad (22)$$

Za dobijanje plazme veoma je značajna činjenica da temperatura gasa raste iza udarnog fronta.

## Elektromagnetsko zračenje plazme

Plazma, iako jak izvor elektromagnetskog zračenja, emituje zračenje koje se u laboratorijskim uslovima uvek razlikuje od zračenja crnog tela neke određene temperature. Mehanizmi emitovanja fotona obično se dele na nekoherentne i koherentne. U prvom slučaju,

emisija fotona se dešava pri prelazu elektrona iz jednog kvantnog stanja u drugo, ovakvo zračenje ne može premašiti zračenje crnog tela na istoj temperaturi. U slučaju koherentnog zračenja emituje ceo kolektiv nanelektrisanih čestica, što se dešava uglavnom na frekvencama u blizini elektronske plazmene frekvence. Kod nekoherentne emisije razlikuju se tri slučaja [1],

- a) Slobodno-slobodni prelazi, kod kojih je elektron u početnom i u krajnjem stanju slobodan. Emisija zračenja nastupa u onim momentima kada je ubrzanje elektrona različito od nule, što se dešava ili u toku sudara elektrona sa nekom drugom česticom, ili kao posledica ciklotronske rotacije elektrona u spoljašnjem magnetnom polju. Ovakvo zračenje se naziva zakočno i ima kontinualan spektrar.
- b) Slobodno-vezani prelazi, kod kojih je elektron u početnom stanju slobodan, a u krajnjem vezan, odnosno ugrađen u atomski omotač. Kinetička energija elektrona koji prelazi u vezano stanje je proizvoljna, a neka je energija oslobođena pri vezivanju elektrona  $E_b$ . Ovakvi prelazi se dešavaju pri procesima rekombinacije i zahvata. Dakle, foton može da ima proizvoljnu energiju ali ne manju od  $E_b$ . Te se u spektru pojavljuje zračenje svih frekvenci ne manjih od  $\nu_{min} = \frac{E_b}{h}$ .
- c) Vezano-vezani prelazi su prelazi kod kojih je elektron i u početnom i u krajnjem stanju vezan. On prelazi sa jednog energijskog stanja u drugo, a energija emitovanog fotona jednaka je razlici ove dve energije. Kao rezultat nastaju linijski spektri, tipični za atomske vrste. Ukoliko je plazma bar delimično prozračna za opseg frekvencija koji se posmatra u zračenju koje ona emituje, pojaviće se linije svojstvene spektrima prisutnih atoma ili jona različitog stepena ionizacije.

Ovaj fenomen emitovanja zračenja na diskretnim frekvencijama objašnjava se preko kvantne mehanike, odnosno pokazuje se da u nultoj aproksimaciji atom može egzistirati u stacionarnom stanju samo na određenim energijskim nivoima, a u prvoj aproksimaciji se konstatuje da postoji verovatnoća za prelaz sa jednog energijskog nivoa na drugi. Prilikom takvih prelaza dolazi do emisije ili apsorbacije fotona čija energija predstavlja razliku energija ova dva nivoa. Dve osobine spektralnih linija su u fizici plazme od velike važnosti, to su intenzitet i oblik, odnosno profil linije. Ove dve osobine određene su međusobno nezavisnim faktorima te se mogu proučavati odvojeno. Ako je plazma optički tanka za zračenje na frekvenci spektralne linije, tada je intenzitet linije na datoј frekvenciji [1],

$$I_{nm}^\alpha = h\nu_{nm}^\alpha n_\alpha^n A_{nm}^\alpha \quad (23)$$

gde je sa  $n_\alpha^n$  označen broj atoma  $\alpha$  u stanju sa kvantnim brojem  $n$ ,  $A_{nm}^\alpha$  je verovatnoća za spontani radijativni prelaz  $n \rightarrow m$  i poznat je kao Ajnštajnov (Einstein) koeficijent za spontanu emisiju. Ovaj koeficijent zavisi od intraatomskih uslova i često se umesto njega koriste njemu proporcionalne veličine, jačine oscilatora  $f_{mn}^\alpha$ . Veza između ovih koeficijenata je data izrazom:

$$A_{nm}^\alpha = \frac{g_{\alpha,m}}{g_{\alpha,n}} \left( \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{8\pi e^2}{m_2 c^3} \right) (\nu_{nm}^\alpha)^2 f_{mn}^\alpha \quad (24)$$

gde su  $g_{\alpha,m}$  i  $g_{\alpha,n}$  statističke težine višeg i nižeg kvantnog stanja. Jačina oscilatora predstavlja broj klasičnih harmonijskih oscilatora iste frekvencije  $\nu_{nm}^\alpha$  po jednom atomu.

Spektralne linije koje se emituju na opisani način nisu linije u pravom smislu reči. Naime, one poseduju određenu širinu i oblik- profil linije. Ovo potiče što od prirodne širine linije, što od nekih drugih efekata kao što su Doplerovo (Doppler) širenje, širenje usled pritiska gde dominira Šarkov (Stark) efekat, potom Zemanov (Zeeman) efekat ako se plazma nalazi u magnetnom polju. U obzir takođe, treba uzeti i instrumentalno širenje linija.

## Model lokalne termodinamičke ravnoteže

U većini laboratorijskih plazmi kretanje elektrona se može opisati Maksvelovom (Maxwell) raspodelom brzina, i u tom slučaju definiše se kinetička temperatura elektrona u plazmi, što često može biti slučaj i sa jonima. Temperature svih komponenata plazme ne moraju biti nužno jednake. Naime, zbog velike razlike u masama izmena energije između elektrona i jona je mala, te njihove temperature mogu biti različite. Ako su sve temperature čestica jednake i ako ne postoji nikakvi gradijenti temperature i koncentracije kaže se da je takva plazma termodinamički ravnotežna. Može se sa sigurnošću reći da se nijedna plazma dobijena u laboratorijskim uslovima ne nalazi u takvoj ravnoteži. Kada su kolizioni procesi dominantni nad radijativnim može se govoriti o lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži (LTR). Pri LTR kinetička temperatura različitih vrsta čestica i temperatura koja karakteriše raspodelu elektrona po slobodnim i vezanim stanjima međusobno su jednake [5, 6]. S toga se za opis ravnotežnih uslova može koristiti Saha (Saha) jednačina. Ravnotežna raspodela po vezanim i slobodnim stanjima karakteriše se tada temperaturom koja je jednaka elektronskoj temperaturi plazme.

Ukoliko se sudarni procesi, koji određuju temperaturu plazme, dešavaju tako brzo da raspodela elektrona zavisi trenutno od bilo koje promene u uslovima plazme, tada je svaki proces praćen inverznim procesom sa istom verovatnoćom. Temperatura i koncentracija se mogu menjati u prostoru i vremenu ali posmatrana populacija u bilo kojoj tački i bilo kom trenutku zavisi od lokalne vrednosti temperature i elektronske koncentracije [7].

Slobodni elektroni imaju Maksvelovu raspodelu po brzinama:

$$dN_\nu = N_e 4\pi \left( \frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_e v^2}{2k T_e}} \nu^2 d\nu \quad (25)$$

Populacija energijskih nivoa data je Boltzmanovom (Boltzman) i Saha jednačinom,

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} e^{-\frac{E_n - E_m}{k T_e}} \quad (26)$$

gde su  $N_n$  i  $N_m$  populacije nivoa  $n$  i  $m$ ,  $E_n$  i  $E_m$  su energije a  $g_n$  i  $g_m$  su statističke težine tih nivoa.

Saha jednačina se može napisati kao,

$$\frac{N_e N_1^z}{N_n^{z-1}} = \frac{2g_1^z}{g_n^{z-1}} \left( \frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_H - \Delta E_\infty}{k T_e}} \quad (27)$$

ili

$$\frac{N_e N^z}{N^{z-1}} = \frac{2Z^z}{Z^{z-1}} \left( \frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_H - \Delta E_\infty}{k T_e}} \quad (28)$$

gde je  $Z$  statistička suma,  $N_e$  koncentracija elektrona,  $N^z$  i  $N^{z-1}$  predstavljaju koncentraciju jona nanelektrisanih sa  $z$  i  $z-1$  elementarnih nanelektrisanja. Navedene jednačine povezuju koncentracije  $N_1^z$  i  $N_n^{z-1}$ , odnosno  $N^z$  i  $N^{z-1}$  sa koncentracijom elektrona,  $N_e$ , što znači da se jedna od ovih veličina može izračunati kada su druge poznate.

Za primenu LTR modela postoje odgovarajuća ograničenja [7, 8, 9]. Kada je koncentracija elektrona u plazmi dovoljno niska, verovatnoća radijativnog prelaza postaje uporediva ili čak prevazilazi verovatnoću odgovarajućeg sudarnog prelaza. U tom slučaju populacija energijskih nivoa odstupa od populacije predviđene Bolcmanovom raspodelom.

Frekvencija sudsarne deekscitacije (broj sudsara u jedinici zapremine i jedinici vremena) se može izraziti kao  $N_e N_n X(T_e, n \text{ m})$ , gde je  $X(T_e, n \text{ m})$  koeficijent sudsarne deekscitacije. Frekvencija spontane deekscitacije je  $N_n A_{nm}$ . Ako se dozvoli 10% odstupanja od vrednosti koncentracija u kompletnoj LTR, frekvencija spontanih prelaza između bilo koja dva nivoa treba da bude barem 10 puta manja od frekvencije sudsarnih prelaza:

$$N_e N_n X(T_e, n \text{ m}) \geq 10 N_n A_{nm} \quad (29)$$

Nakon izračunavanja koeficijenta deeksitacije Siton (Seaton) [10] dobija pogodniji oblik uslova (29).

$$N_e \geq 1.6 \cdot 10^{12} T_e^{1/2} E_{nm}^3 \quad (30)$$

gde je  $E_{nm}$  energija ekscitacije rezonantnog prelaza izražena u eV,  $T_e$  u K. Grim (Griem) [9] daje ovaj uslov kao:

$$N_e \geq 10^{17} Z^7 \left( \frac{k T}{Z^2 E_H} \right)^{1/2} \left( \frac{E_2 - E_1}{Z^2 E_H} \right)^3 \quad (31)$$

za kompletnu LTR. Rezultati se dobijaju u  $\text{cm}^{-3}$ .  $Z$  je 1 za neutrale, 2 za jednostruko ionizovane atome itd.,  $E_H$  je energija ionizacije atoma vodonika, a  $E_2$  i  $E_1$  su energije rezonantnog prelaza. Moguće je međutim, da sudsarni populacioni i depopulacioni procesi budu dominantni bar za red veličine u odnosu na radijativne procese tek iznad nekog energijskog nivoa. Za takav slučaj se kaže da postoji parcijalna lokalna termodinamička ravnoteža (PLTR). Uslov za parcijalnu LTR [9] je dat kao:

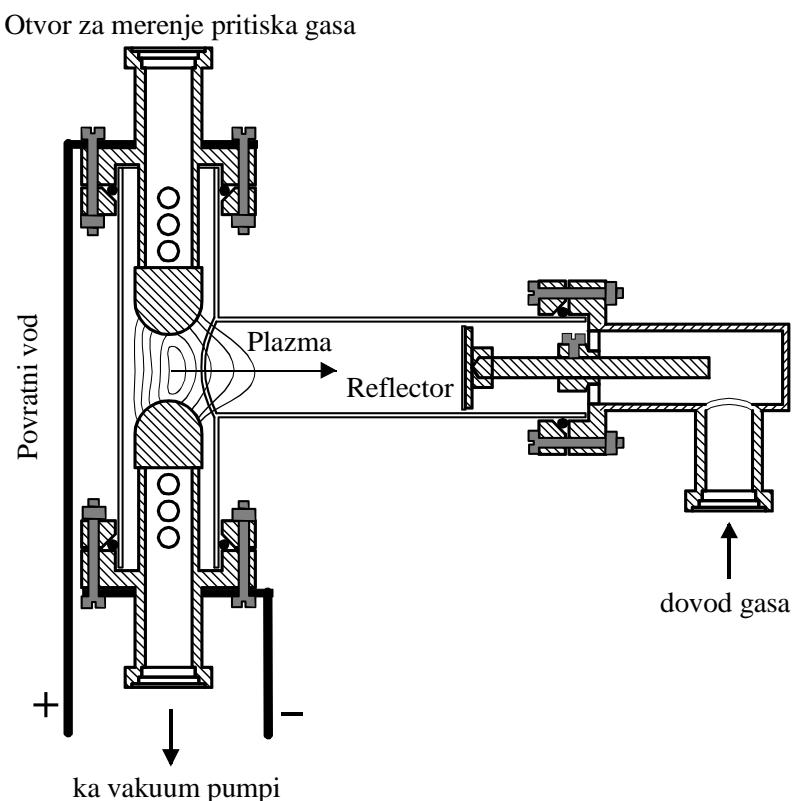
$$N_e \geq 7.4 \cdot 10^{18} \frac{Z^7}{n^{17/2}} \left( \frac{k T}{Z^2 E_H} \right)^{1/2} \quad (32)$$

gde je  $n$  glavni kvantni broj.

## GLAVA II

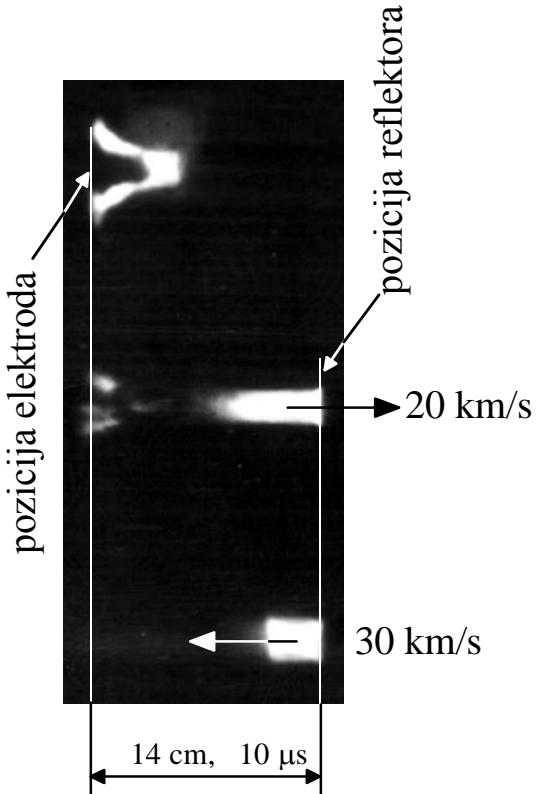
### Izvor plazme

Kao izvor plazme u ovom radu je korišćena elektromagnetsna udarna T-cev. Njen presek dat je na Slici 2.1. Kondenzatorska baterija se isprazni kroz gas pri čemu se stvara plazma u kraćem delu T-cevi. Interakcija između magnetnog polja struje kroz povratni vod i struje pražnjenja u cevi generiše udarni talas koji se kreće duž bočnog dela T-cevi. Udarni talas na svom putu zagreva gas koji se nalazi u cevi. Odbijanjem od reflektora udarni talas vrši dalje zagrevanje gasa.



Slika 2.1 Presek T-cevi

Na Slici 2.2 je prikazano kretanje udarnog talasa i pojava plazme za različita vremena nakon pražnjenja između elektroda. Snimak je načinjen specijalnom kamerom, za slučaj vodonične plazme [11]. Brzina udarnog talasa se menja prilikom kretanja duž ose cevi i zavisi od pritiska. Na Slici 2.2 su date maksimalne brzine koje udarni talas može dostići pri pritisku od 300 Pa. Vreme od  $10 \mu\text{s}$  je neko srednje vreme za koje udarni talas pređe rastojanje od elektroda do reflektora.



Slika 2.2 Snimak kretanja vodonične plazme u T-cevi

Za spektroskopska ispitivanja prvi su T-cev koristili Haris (Harris) [12] i Kolb (Colb) [13], a detaljniju eksperimentalnu studiju uradio je Klope (Cloupeau) [14]. Cev je izrađena od stakla, unutrašnjeg prečnika 27 mm, elektrode su izrađene od volframa da bi deponovanje materijala elektroda na zidove cevi bilo što manje. Elektrode su pričvršćene na mesingane nosače na kojima se nalaze otvor za protok radnog gasa i vakuumiranje sistema. Cev je punjena helijumom do osnovnog pritiska od 500 Pa. Napon pražnjenja je bio 20 kV. Reflektor je obično od kvarcnog stakla i zapepljen je na držač od mesinga čiji se položaj može menjati, a time se menja i efektivna dužina T-cevi (10 do 17 cm). U ovom slučaju je korišćen reflektor od mesinga, na rastojanju od 14 cm. Bilo je potrebno smanjiti intenzitete spektralnih linija jona, silicijuma i kiseonika koje nastaju zbog interakcije udarnog talasa i kvarcnog reflektora. To se naročito odnosi na linije koje se preklapaju sa linijama helijuma, koje bi trebale biti predmet daljeg istraživanja. Nezavisno od toga neke linije jonizovanog silicijuma se pojavljuju zbog interakcije plazme sa staklenim zidom T-cevi i ove su linije kasnije korišćene za određivanje temperature plazme. Iza reflektora postoje otvor za dovođenje radnog gasa u cev. Elektromagnetna T-cev je izvor relativno reproducibilne i homogene plazme. Jonizaciona i ekscitaciona vremena su kratka, Griem [15].

Treba takođe napomenuti da je važenje rezultata koji se mogu dobiti korišćenjem Rankin-Igonioovih jednačina u slučaju elektromagnetne T-cevi ograničeno samo na reflektovani talas jer se tada luk između elektroda već ugasio pa su uslovi za prostiranje udarnog talasa jednaki kao i kod udarnih cevi.

## Prateći uređaji

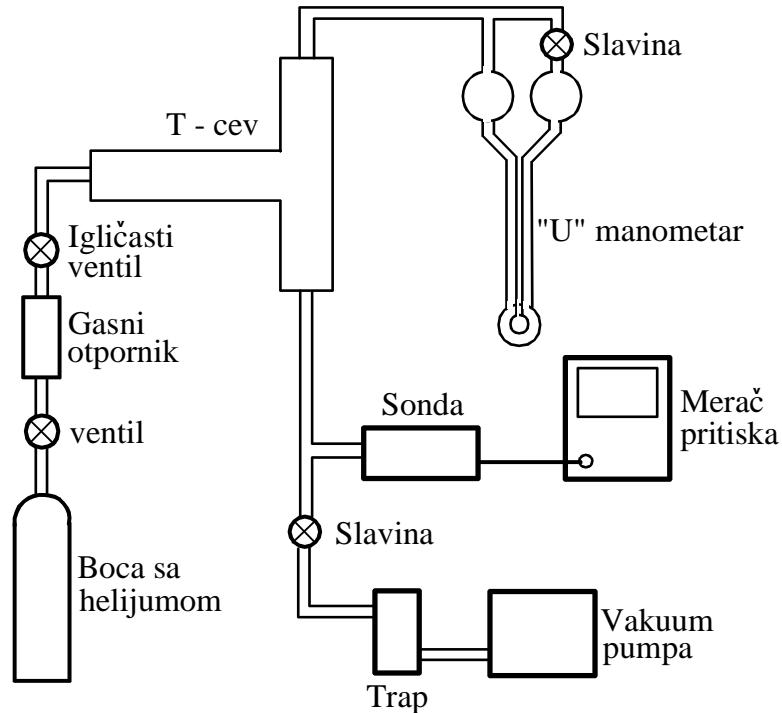
Izvor plazme, za ispitivanja kojima je ovaj rad posvećen, bila je elektromagnetna T-cev. Ostala korišćena aparatura može se podeliti na sledeći način [16]:

- Gasni sistem
- Električni sistem
- Merni sistem

Svaki od ovih sistema biće ukratko razmotren.

### Gasni sistem

Šematski prikaz gasnog sistema dat je na Slici 2.3. Vazduh iz T-cevi se ispumpava pomoću vakuum pumpe. Na taj način se ostvaruje pritisak od 0.5 Pa. Merenje pritiska se vrši pomoću merne sonde i elektronskog instrumenta za merenje niskog pritiska. Helijum se dovodi u cev iz boce preko gasnog otpornika, koji predstavlja savijenu bakarnu cev i služi za redukciju pritiska na ulazu u igličasti ventil. Pritisak gase u cevi reguliše se pomoću igličastog ventila, a kontroliše se „U” manometrom u kojem se nalazi apiezonsko ulje.

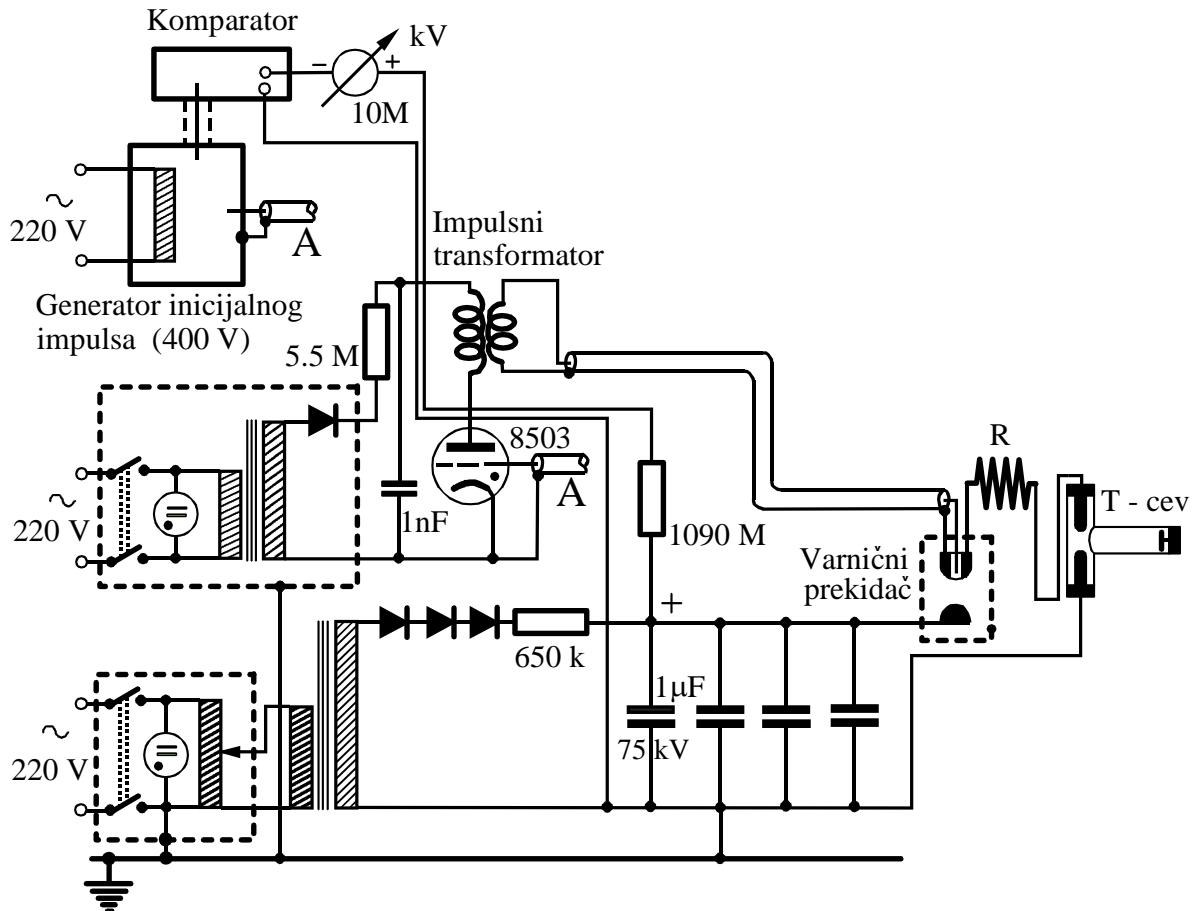


Slika 2.3 Gasni sistem

Tokom merenja pritisak treba da bude stalan, te je kontrola ovog pritiska vrlo bitna. Pre početka merenja se iz T-cevi ispumpa vazduh, zatim se pusti helijum i podesi željeni pritisak. Na taj način je T-cev pripremljena za rad.

## Električni sistem

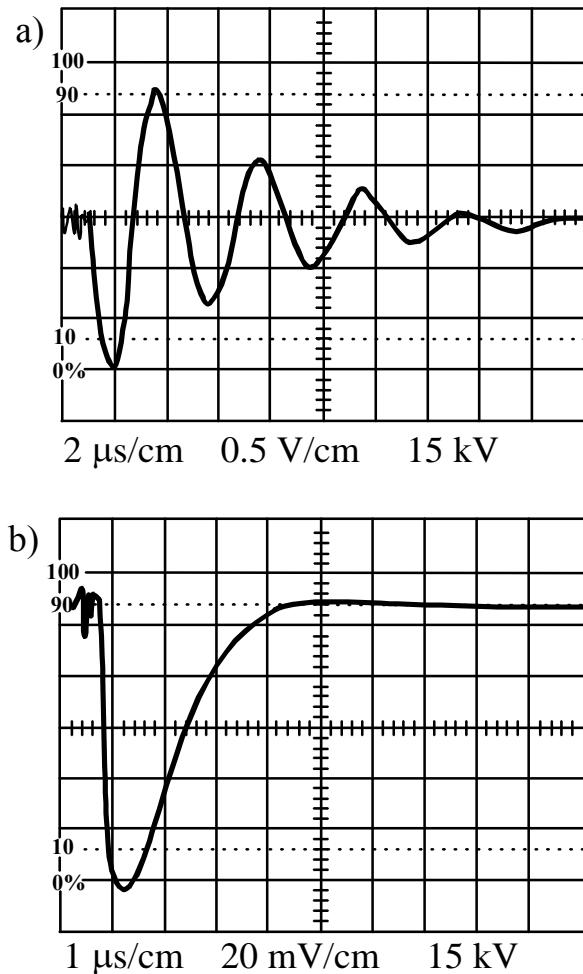
Električni sistem se sastoji iz tri osnovna dela, to su akumulator energije (kondenzatori), izvor za punjenje kondenzatora i elektronika za iniciranje pražnjenja. Na Slici 2.4 prikazana je šema električnog sistema. Akumulator energije sastoji se od četiri paralelno vezana kondenzatora marke MAXWELL, svaki kapaciteta  $1 \mu\text{F}$  i maksimalnog napona  $75 \text{ kV}$ . Bitno je napomenuti da su to kondenzatori veoma malog induktiviteta ( $0.03 \mu\text{H}$ ), kako bi pražnjenje kondenzatora bilo veoma brzo. Da bi se to postiglo i celo električno kolo za pražnjenje mora imati mali induktivitet.



Slika 2.4 Električni sistem

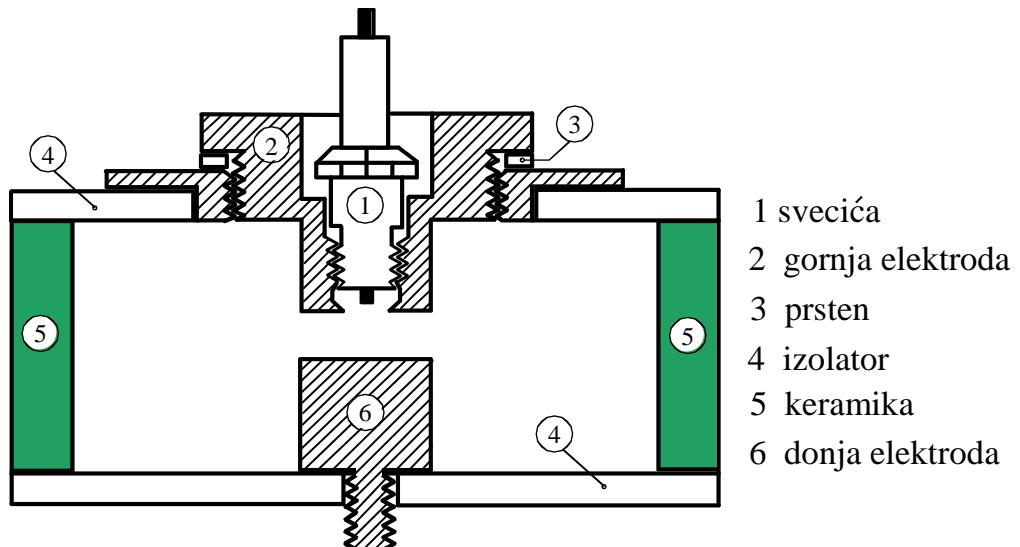
Kao izvor visokog napona za punjenje kondenzatora služi visokonaponski transformator na čiji je primar vezan regulacioni transformator, tako da je moguće kontinualno menjati napon punjenja kondenzatora. U ispravljačkom delu vezane su tri diode i zaštitni otpornik od  $650 \text{ k}\Omega$ . U početku punjenja u otporniku se razvija snaga oko  $6.5 \text{ kW}$  te je otpornik smešten u hladnjak sa uljem. Pražnjenje kondenzatora kroz T-cev vrši se preko varničnog prekidača i otpora prigušenja. Bez otpora prigušenja struja pražnjenja ima oblik amortizovanih oscilacija, što je prikazano na Slici 2.5 a). Iz prigušenja i perioda oscilacija određeno je da dodatni otpor

za prigušenje struje treba da ima  $0.268 \Omega$ . Izračunato je i da induktovnost kola za pražnjenje iznosi  $0.13 \mu\text{H}$ . Oblik struje pražnjenja preko otpora prigušenja prikazan je na Slici 2.5 b).



Slika 2.5 Prigušenje oscilacija struje pražnjenja

Proboj kroz varnični prekidač se inicira impulsom od  $10 \text{ kV}$  dovedenim na svećicu koja se nalazi u gornjoj elektrodi. Varnični prekidač je smešten u keramičko kućište čime je omogućena dobra zvučna izolacija (Slika 2.6). Ubacivanjem mesingannih prstenova ispod držača gornje elektrode omogućeno je diskretno menjanje varničnog razmaka, odnosno slobodnog probajnog napona. Dovodni i odvodni provodnik izolovani su međusobno slojevima PVC folije.



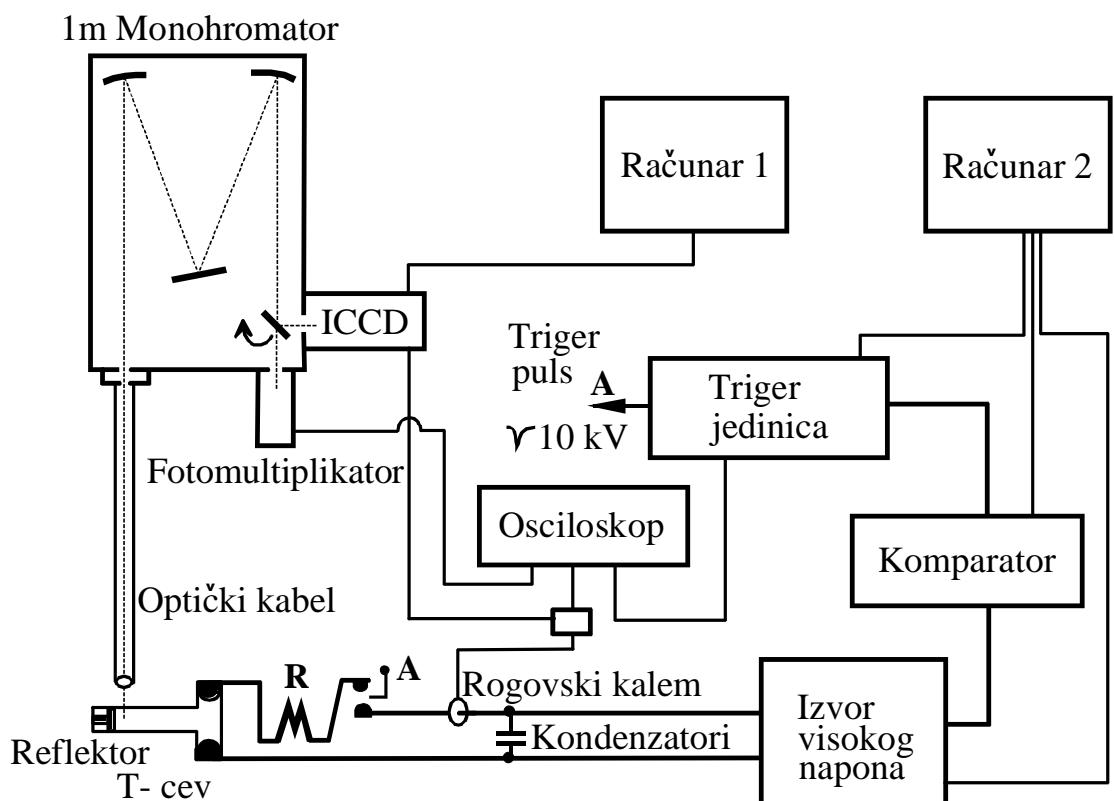
Slika 2.6 Varnični prekidač

Impuls za trigerovanje se dobija tako što se sa generatora impulsa 400 V signal vodi na veliki titatron, maksimalnog napona 16 kV. Impuls od 400 V dovoljan je za okidanje velikog titatrona. U tom trenutku se prazni kondenzator od 1 nF i preko impulsnog transformatora inicijalni impuls od 10 kV odvodi se na svećicu u varničniku. Iniciranje impulsa od 400 V može se vršiti ručno, pomoću tastera ili automatski. Kontrola pražnjenja vrši se preko visokonaponske sonde. Komparator upoređuje napon na kondenzatorima za pražnjenje sa zadatom vrednosti napona i kada se oni izjednače daje početni impuls na mali titatron.

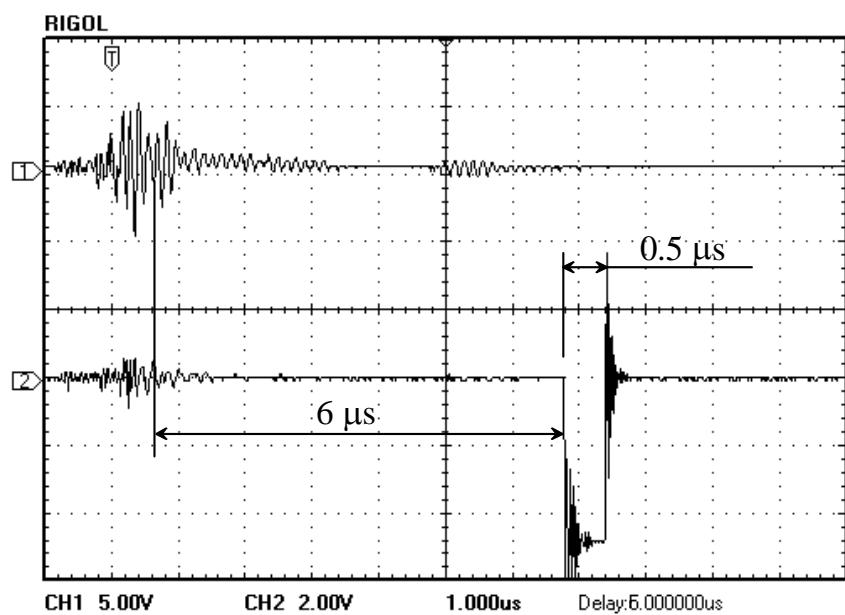
## Merni sistem

Lik plazme iz T-cevi dovodi se pomoću optičkog kabela na ulaznu pukotinu monohromatora (Slika 2.7). 1 m monohromator ima difrakcionu rešetku sa 1200 nareza po mm sa inverznom linearnom disperzijom od 0.833 nm/mm. Tačnost podešavanja talasne dužine je  $\pm 0.0025$  nm. Na izlaznoj pukotini monohromatora se nalazi ICCD kamera (Intensified Charge Coupled Device). Mesto posmatranja plazme je 4 mm ispred reflektora.

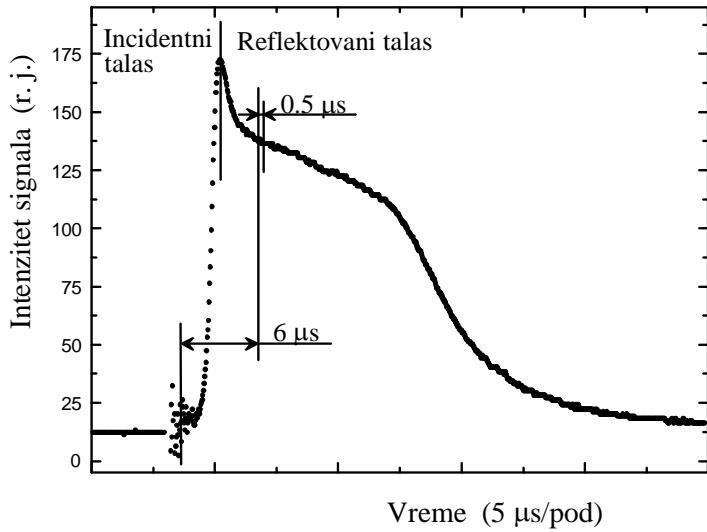
Struja pražnjenja se kontroliše pomoću kalema Rogovskog (Rogowski) i osciloskopa. Signal sa kalema Rogovskog (Slika 2.8) istovremeno služi i kao signal za okidanje ICCD kamere [17]. Iako ovaj signal sadrži dosta šuma on je izuzetno reproducibilan. Kamera se okida  $6 \mu\text{s}$  nakon struje pražnjenja. Razlog zašto je odabran baš ovaj trenutak, prikazan je na Slici 2.9. Posmatra se zračenje u maksimumu reflektovanog talasa gde se može smatrati da je plazma za vreme od  $0.5 \mu\text{s}$  relativno stabilna. Signal je snimljen pomoću fotomultiplikatora i osciloskopa (Slika 2.7).



Slika 2.7 Merni sistem



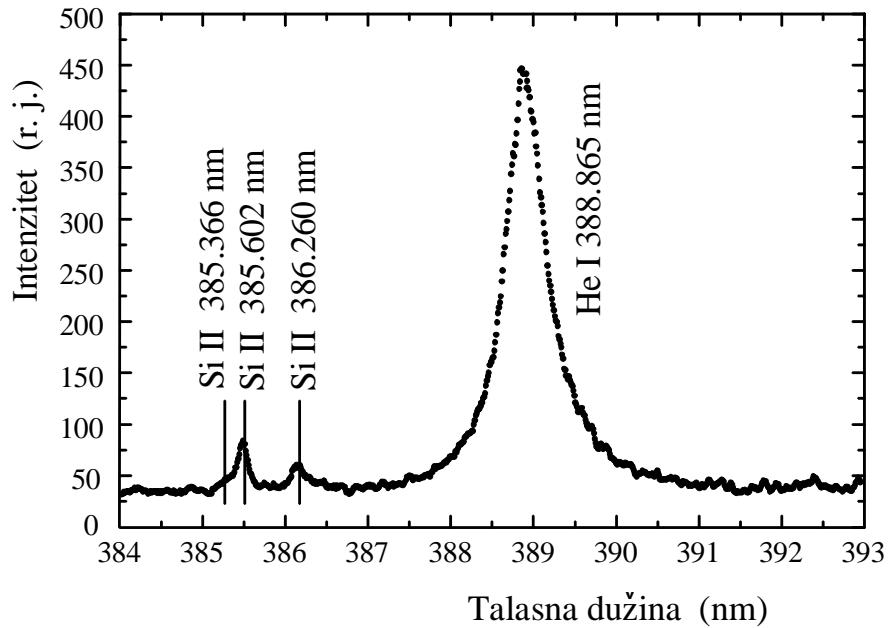
Slika 2.8 Triger signal



Slika 2.9 Intenzitet optičkog signala u zavisnosti od vremena

Na taj način je odabran trenutak kada reflektovani front prolazi kroz tačku posmatranja kao i vreme snimanja optičkog signala. Vreme snimanja od  $0.5 \mu\text{s}$  naznačeno je na donjem signalu na Slici 2.8 i na Slici 2.9.

Primer snimljenog profila linije He I 388.865 nm prikazan je na Slici 2.10. Profil predstavlja usrednjenu vrednost od 10 nezavisnih snimaka. Pored profila linije helijuma uočljive su i tri linije jonizovanog silicijuma 385.366 nm, 385.602 nm i 386.260 nm.



Slika 2.10 Eksperimentalni profil linije He I 388.865 nm

Treba napomenuti da se ceo proces snimanja kao i kontrola pražnjenja obavlja preko računara [18] (Slika 2.7).

Pre početka snimanja neophodno je snimiti kalibracionu krivu. U tu svrhu se koristi Standardna lampa čija je raspodela intenziteta po talasnim dužinama poznata. Kalibraciona kriva se koristi za korekciju intenziteta spektralnih linija snimljenih na različitim talasnim dužinama kako bi se mogli upoređivati intenziteti ovi linija. Kalibraciona kriva je snimljena ranije [17] i u ovom radu je korišćena za određivanje intenziteta linija jonizovanog silicijuma potrebnih za određivanje elektronske temperature plazme.

# GLAVA III

## Dijagnostika plazme

Termin „dijagnostika plazme“ označava skup raznih eksperimentalnih tehnika kojima se određuju osnovni parametri plazme, odnosno opisuje stanje kako laboratorijski dobijenih plazmi, tako i astrofizičkih plazmi. Za bilo kakva istraživanja u oblasti fizike plazme potrebno je dakle izvršiti dijagnostiku plazme, odnosno odrediti koncentraciju i temperaturu njenih pojedinih komponenti ili neke druge veličene od interesa.

Iako postoje razni metodi dijagnostike plazme najčešće se koristi spektroskopija gde se parametri plazme određuju na osnovu analize spektra zračenja emitovanog iz plazme. Prednost ovog metoda je u tome što nema narušavanja stanja plazme u toku merenja. Parametri plazme, najčešće su to elektronska koncentracija i temperatura, mogu se odrediti na osnovu snimljenih profila spektralnih linija. Mogu se dobiti i druge informacije, na primer o Doplerovom širenju ili širenju usled pritiska i tome slično, a dobijeni podaci se kasnije mogu koristiti za dijagnostiku plazme.

### Određivanje elektronske temperature

Metode za određivanje elektronske temperature treba birati na osnovu toga da li u plazmi postoji ravnoteža ili ne. Spekroskopski metod se može koristiti kada postoji LTR u plazmi, ali se na taj način može istovremeno i proveriti postojanje LTR. Elektronska temperatura se može odrediti putem merenja apsolutnih intenziteta linija i kontinuma, količnika inenziteta linija i kontinuma, relativnih intenziteta i sl.

U ovom radu je elektronska temperatura određena pomoću merenja relativnih intenziteta linija. U slučaju LTR u plazmi, broj ekscitovanih stanja  $N_m$ , čija je energija ekscitacije  $E_m$ , dat je izrazom [6],

$$N_m = \frac{g_m}{g_0} N_0 e^{-\frac{E_m}{kT_e}} \quad \left[ = \frac{g_m}{g_0} N_0 e^{-\frac{E_m}{kT_i}} \right] \quad (33)$$

gde je  $N_0$  broj emitera u osnovnom stanju,  $T_e$  je temperatura elektrona u plazmi,  $g_m$  i  $g_0$  su statističke težine ekscitovanog i osnovnog stanja emitera. Ukoliko u plazmi postoe čestice različitih vrsta (neutralni atomi, jednostruko i višestruko ionizovani atomi), tada se prethodni izraz, za čestice  $r$ -te vrste, može napisati kao:

$$N_{r,m} = \frac{g_{r,m}}{\sum_{s=0}^{s_{max}} g_{r,s} e^{-\frac{\varepsilon_{r,s}}{kT_e}}} N_r e^{-\frac{E_{r,m}}{kT_e}} \quad (34)$$

gde je suma statistička težina, odnosno funkcija particije čestice određene vrste "r" iznosi,

$$Z_r(T_e) = \sum_{s=0}^{s_{max}} g_{r,s} e^{-\frac{\varepsilon_{r,s}}{kT_e}} \quad (35)$$

Emitovanje zračenja na diskretnim frekvencama je tipičan kvantno-mehanički fenomen [1]. Ako se posmatra zračenje koje nastaje prelazom iz stanja  $m$  u stanje  $n$ , intenzitet u jedinici vremena po jednom atomu i jediničnom prostornom ugлу dat je izrazom,

$$I_{nm} = \frac{1}{4\pi} A_{nm} h \nu_{nm} \quad (36)$$

gde je  $A_{nm}$  Ajnštajnov koeficijent.

Ako se u stanju  $m$  nađe  $N_m$  elektrona po  $\text{cm}^3$  optički tanke plazme čija je efektivna emisiona dužina  $l$ , onda je intenzitet spektralne linije dat kao:

$$I_{nm} = \frac{1}{4\pi} A_{nm} N_m h \nu_{nm} l \quad (37)$$

Koristeći izraze (33) i (37) dobija se sledeći izraz:

$$I_{nm} = \frac{1}{4\pi} N_0 \frac{g_m}{Z_0} e^{-\frac{E_m}{kT_e}} A_{nm} h \nu_{nm} l \quad (38)$$

U gornjem izrazu, moguće je umesto  $Z_0$  koristiti statističku težinu za osnovno stanje  $g_0$  ukoliko su u pitanju niže temperature plazme. Ako se izraz (38) preuredi tako da na desnoj strani ostanu samo one veličine koje karakterišu jednu spektralnu liniju, onda će se dobiti pogodan oblik za određivanje elektronske temperature, merenjem relativnih intenziteta nekoliko spektralnih linija od emitera istog stepena ionizacije,

$$I^* = \frac{N_0}{Z_0} \frac{g_m A_{nm}}{\lambda_{nm}} e^{-\frac{E_m}{kT_e}} \quad (39)$$

gde je  $I^*$  relativni intenzitet jedne linije. Ako se (39) napiše u obliku ,

$$\frac{I^* \lambda_{nm}}{g_m A_{nm}} = \frac{N_0}{Z_0} e^{-\frac{E_m}{kT_e}} \quad (40)$$

i logaritmuje, dobija se:

$$\log \left( \frac{I^* \lambda_{nm}}{g_m A_{nm}} \right) = \log \left( \frac{N_0}{Z_0} \right) - \frac{E_m}{kT_e} \log e \quad (41)$$

Odavde se vidi da je grafik veličine  $\log \left( \frac{I^* \lambda_{nm}}{g_m A_{nm}} \right)$ , u zavisnosti od energije ekscitacije gornjih nivoa linija, emitera jednog stepena ionizacije, prava linija, tzv. Bolcmanova prava. Iz koeficijenta pravca Bolcmanove prave može se odrediti elektronska temperatura,

$$tg\alpha = - \frac{\log e}{kT_e} \quad (42)$$

gde je  $k$  Boltzmanova konstanta a  $\alpha$  je ugao koji zahvata prava sa apcisom na koju su nanete vrednosti za energiju. Tačnost ovog metoda zavisi od ispunjenosti uslova za LTR. Da bi se mogla tačnije odrediti elektronska temperatura treba koristiti veći broj linija, čije se energije gornjih nivoa što više međusobno razlikuju, jer je tada i razmak između tačaka veći pa se prava može povući sa manjom greškom.

U ovom radu je elektronska temperatura je određena na osnovu relativnih intenziteta 8 spektralnih linija Si II. Linije Si II se pojavljuju zbog interakcije udarnog talasa sa zidom staklene cevi. Relativni intenziteti linija Si II su izmereni, a svi ostali potrebni podaci za određivanje elektronske temperature su uzeti iz NIST Atomic Spectra Database [19] i dati su u Tabeli 3.1.

Tabela 3.1. Podaci za određivanje elektronske temperature

$\lambda$ (nm)	$I$ (r. j.)	$G$	$A$ ( $10^7$ )	$E_g$ (eV)
504.103	151064.830	4	7.0	12.522
505.598	296457.369	6	14.5	12.522
566.956	9606.303	8	5.0	16.381
568.881	7384.614	6	4.6	16.360
595.756	60677.913	2	5.6	12.143
597.893	88415.752	2	11.3	12.143
634.710	425208.581	4	5.8	10.071
637.136	214277.750	2	6.8	10.063

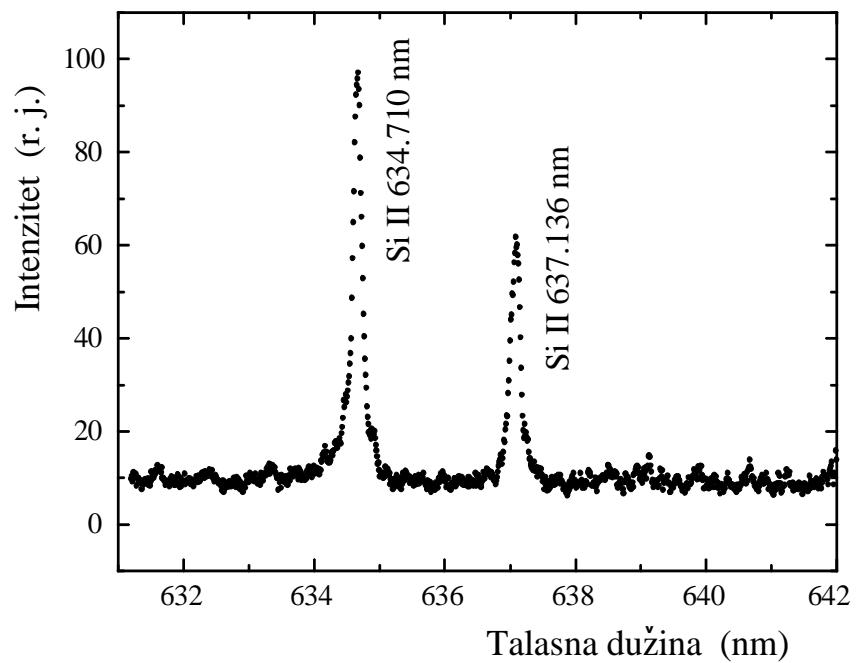
Na Slici 3.1 je kao primer dat snimak dve spektralne linije jonizovanog silicijuma.

Boltzman plot je prikazan na Slici 3.2. Ako se koeficijent pravca (42) označi sa  $B$  i izračuna loge/k biće:

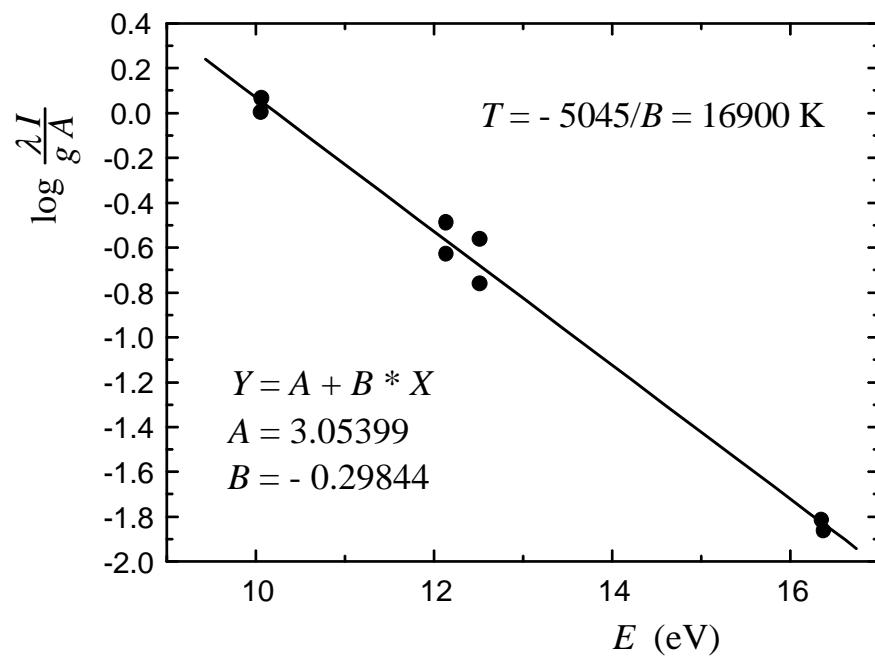
$$T_e = -\frac{5045}{B} \quad (43)$$

Koeficijent  $B$  je određen na osnovu linearног fita čiji su parametri prikazani na Slici 3.2.

Dobijena elektronska temperatura na osnovu plota i (43) je 16900 K. Procenjena eksperimentalna greška za određivanje elektronske temperature je 20%.



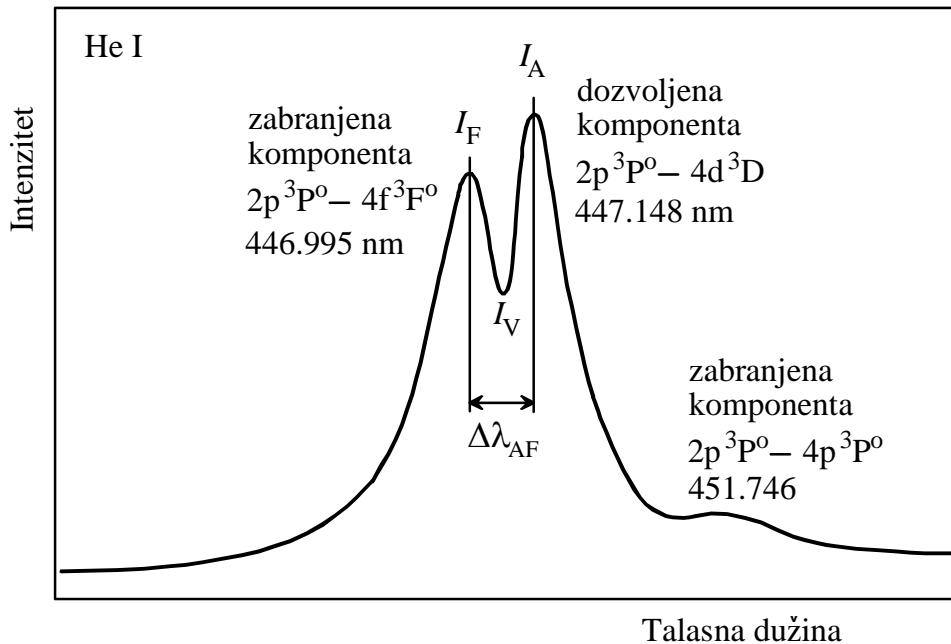
Slika 3.1 Primer spektralnih linija Si II koje su korišćene za određivanje elektronske temperature



Slika 3.2 Boltzman plot

## Određivanje elektronske koncentracije

U helijumskim plazmama elektronsku koncentraciju je moguće odrediti na osnovu oblika linija sa zabranjenim komponentama ili na osnovu poluširina linija helijuma koristeći odgovarajuće teorijske proračune. Najznačajnija u tom smislu je linija 447.148 nm. Na Slici 3.3 je data ilustracija linije 447.148 nm sa njenim zabranjenim komponentama. Zabranjena komponenta 451.746 nm je malog intenziteta te se ne uzima u obzir u pomenutom smislu.



Slika 3.3 Ilustracija linije 447.148 nm sa njenim zabranjenim komponentama

Postoji nekoliko parametara koji su osetljivi na promenu elektronske koncentracije. To su ukupna poluširina linije, odnos intenziteta zabranjene i dozvoljene komponente  $I_F/I_A$ , odnos intenziteta udubljenja i dozvoljene komponente  $I_V/I_A$  i razmak između pikova zabranjene i dozvoljene komponente  $\Delta\lambda_{AF}$ . Najčešće se koristi parametar  $\Delta\lambda_{AF}$  koji raste sa porastom elektronske koncentracije. Na osnovu eksperimentalnih merenja uspostavljene su veze pomenutih parametara i elektronske koncentracije [20 - 25]. Perez (Pérez) i dr. [23] dali su aproksimativnu empirijsku formulu:

$$\log N_e (\text{m}^{-3}) = 21.790' + 1.0436 \times (\Delta\lambda_{AF}(\text{nm}) - 0.1557)^{1/2} \quad (44)$$

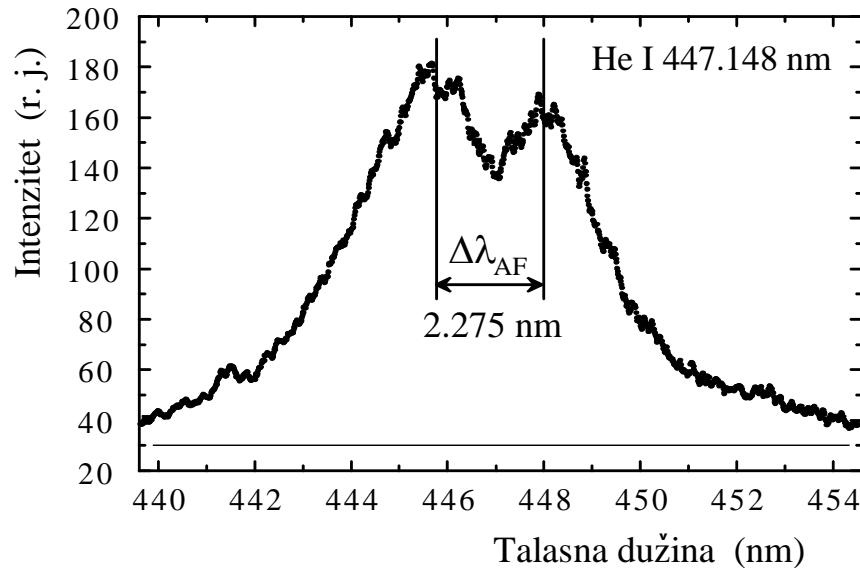
a Ivković i dr. [25] su u empirijsku formulu ubacili i uticaj elektronske temperature:

$$\log N_e (\text{m}^{-3}) = 21.5' + \log \left( \left( \frac{\Delta\lambda_{AF}(\text{nm})}{0.1479} \right)^{b(T_e)} - 1 \right) \quad (45)$$

gde je

$$b(T_e) = 1.46 + \frac{8380}{T_e^{1.2}} \quad (46)$$

Za određivanje elektronske koncentracije u ovom radu su korišćene formule (44 ) i (45). Na osnovu eksperimentalnog profila, prikazanog na Slici 3.4, izmeren je parameter  $\Delta\lambda_{AF}$ .



Slika 3.4 Eksperimentalni profil linije 447.148 nm sa zabranjenom komponentom

Formula (44) daje vrednost elektronske koncentracije  $2.04 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ , a formula (45) vrednost  $2.07 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ . Razlika ove dve vrednosti za elektronsku koncentraciju je duboko unutar eksperimentalne greške koja je procenjena na 15%.

### Provera uslova za LTR

Nakon određivanja temperature i elektronske koncentracije treba proveriti da li su bili zadovoljeni uslovi za LTR. Spektralne linije od interesa su date u Tabelama 3.2 i 3.3. Linije He I su od interesa za dalje istraživanje i upoređivanje sa teorijskim profilima ovih linija dobijenih kompjuterskom simulacijom. Linije Si II su bile neophodne za određivanje elektronske temperature.

Tabela 3.2 Spektralne linije He I od interesa

He I	
Talasna dužina (nm)	Prelaz
388.865	$2s\ ^3S_1 - 3p\ ^3P^o_{0,1,2}$
447.148	$2p\ ^3P^o_{1,2} - 4d\ ^3D_{1,2,3}$
501.568	$2s\ ^1S_0 - 3p\ ^1P^o_1$
667.815	$2p\ ^1P^o_1 - 3d\ ^1D_2$
706.519	$2p\ ^3P^o_{0,1,2} - 3s\ ^3S_1$

Tabela 3.3 Spektralne linije Si II od interesa

Si II	
Talasna dužina (nm)	Prelaz
504.103	$4p\ ^2P^o_{1/2} - 4d\ ^2D_{3/2}$
505.598	$4p\ ^2P^o_{3/2} - 4d\ ^2D_{3/2,5/2}$
566.956	$3d\ ^4F^o_{9/2} - (^3P^o)4p\ ^4D_{7/2}$
568.881	$3d\ ^4F^o_{7/2} - (^3P^o)4p\ ^2D_{5/2}$
595.756	$4p\ ^2P^o_{1/2} - 5s\ ^2S_{1/2}$
597.893	$4p\ ^2P^o_{3/2} - 5s\ ^2S_{1/2}$
634.710	$4s\ ^2S_{1/2} - 4p\ ^2P^o_{3/2}$
637.136	$4s\ ^2S_{1/2} - 4p\ ^2P^o_{1/2}$

Izraz (31) u slučaju helijima daje vrednost granične elektronske koncentracije  $5.11 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ , a za jonizvani silicijum je ta vrednost  $3.13 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ . To znači da su uslovi kompletne LTR u plazmi korišćenoj u ovom eksperimentu zadovoljeni za helijum. Za slučaj jonizovanog silicijuma ova granična vrednost elektronske koncentracije je nešto veća od izmerene. Najniži nivo prelaza kod Si II je  $n = 3$  (Tabela 3). Koristeći uslov (32) za  $n = 3$  dobija se vrednost granične koncentracije  $1.36 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ . Iz toga se vidi da je u potpunosti ispunjen uslov parcijalne LTR što je dovoljno za primenu Boltzman plota pri određivanju elektronske temperature.

## GLAVA IV

### *Samoapsorpcija spektralnih linija u plazmi*

U svakom izvoru plazme konačne dužine može doći do pojave samoapsorpcije. Iz tog razloga je neophodno, uvek pre analize profila spektralnih linija, izvršiti proveru na samoapsorpciju. Korekcija profila spektralnih linija emitovanih iz plazme moguća je ako ne postoje izraziti hladni slojevi na krajevima plazmenog stuba u blizini elektroda ili neposredno uz zid suda u kojem se plazma nalazi. Mogućnost postojanja samoapsorpcije, kao i mogućnost korekcije ili izbegavanja pojave samoapsorpcije je u ovom radu proveravana na dva načina. Prvo, standardnim metodom pomoću ogledala postavljenog na rastojanju dvostrukе žižne daljine od centra plazme i drugo, merenjem poluširine spektralne linije 388.865 nm i upoređivanjem sa teorijskim vrednostima.

Intenzitet zračenja, koji emituje plazma dužine  $l$  u uslovima LTR, je dat izrazom [26]:

$$I_\lambda = B_{\lambda,T} (1 - e^{-k_\lambda l}) \quad (47)$$

gde je  $B_{\lambda,T}$  Plankova (Planck) funkcija, a  $k_\lambda$  koeficijenat apsorpcije, koji je sa koeficijentom emisije  $\varepsilon_\lambda$ , povezan relacijom:

$$\varepsilon_\lambda = k_\lambda B_{\lambda,T} \quad (48)$$

Ako je apsorpcija mala, odnosno ako je optička debljina plazme, za datu spektralnu liniju  $\tau_\lambda = k_\lambda l \ll 1$ , onda se izraz (47) može razviti u red i zanemarivanjem viših članova reda može se svesti na:

$$I_\lambda = \tau B_{\lambda,T} \quad (49)$$

gde se vidi da je intenzitet zračenja proporcionalan sa apsorpcionim koeficijentom.

U slučaju optički debele plazme tj. kada je  $\tau_\lambda = k_\lambda l \gg 1$ , iz izraza (47) direktno sledi da je:

$$I_\lambda \sim B_{\lambda,T} \quad (50)$$

odnosno da je intenzitet  $I_\lambda$  približno jednak intenzitetu koji emituje apsolutno crno telo na temperaturi  $T$  i u tom slučaju spektralna linija gubi svoj karakterističan oblik.

## Test na samoapsorpciju 1

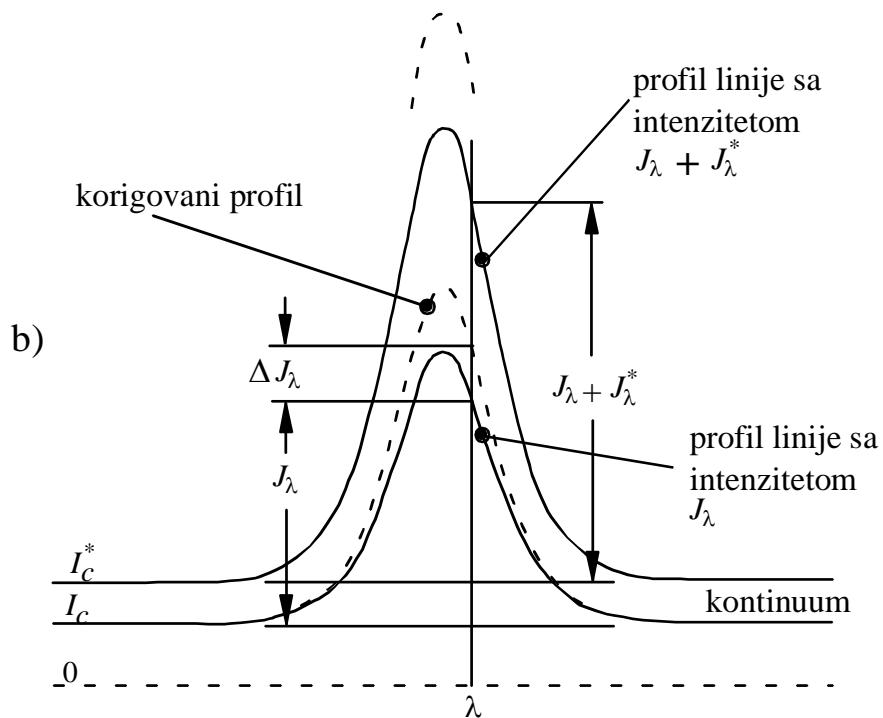
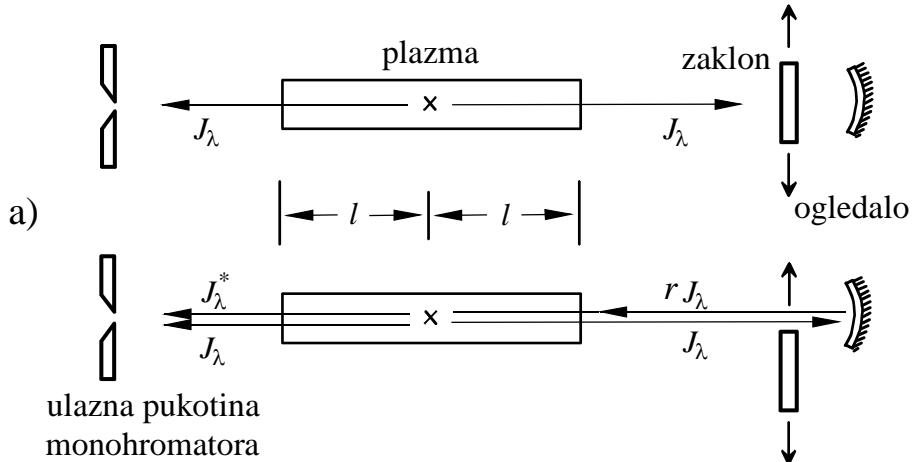
Ako se sa  $I_\lambda$  označi intenzitet zračenja koji nastaje u centru plazmenog stuba, tada će, nakon prolaska kroz plazmu optičke debljine  $\tau_\lambda = k_\lambda l$ , na ulaznu pukotinu monohromatora doći intenzitet:

$$J_\lambda = I_\lambda e^{-k_\lambda l} \quad (51)$$

Intenzitet reflektovanog zračenja od ogledala (Slika 4.1) koji pada na pukotinu monohromatora nakon prolaska kroz celu dužinu plazme, može se napisati kao [26, 27]:

$$J_\lambda^* = r J_\lambda e^{-2k_\lambda l} = r I_\lambda e^{-3k_\lambda l} \quad (52)$$

gde je  $r I_\lambda = I_\lambda^*$ , a  $r$  je koeficijent refleksije ogledala.



Slika 4.1 Ilustracija provere samoapsorpcije pomoću ogledala

Prema oznakama na Slici 4.1 može se napisati:

$$I_\lambda = J_\lambda + \Delta J_\lambda \quad (53)$$

$$I_\lambda^* = J_\lambda^* + \Delta J_\lambda^* \quad (54)$$

gde je sa  $\Delta J_\lambda$  i  $\Delta J_\lambda^*$  označena odgovarajuća korekcija na samoapsorpciju. Koeficijent refleksije ogledala se može izraziti kao odnos pravih, neapsorbovanih intenziteta zračenja na nekoj talasnoj dužini  $\lambda$ , koja se nalazi unutar intervala talasnih dužina spektralne linije ( $I_\lambda^*/I_\lambda$ ) ili pomoću intenziteta zračenja na kontinuumu gde nema apsorpcije:

$$r = \frac{I_\lambda^*}{I_\lambda} = \frac{I_C^* - I_C}{I_C} \quad (55)$$

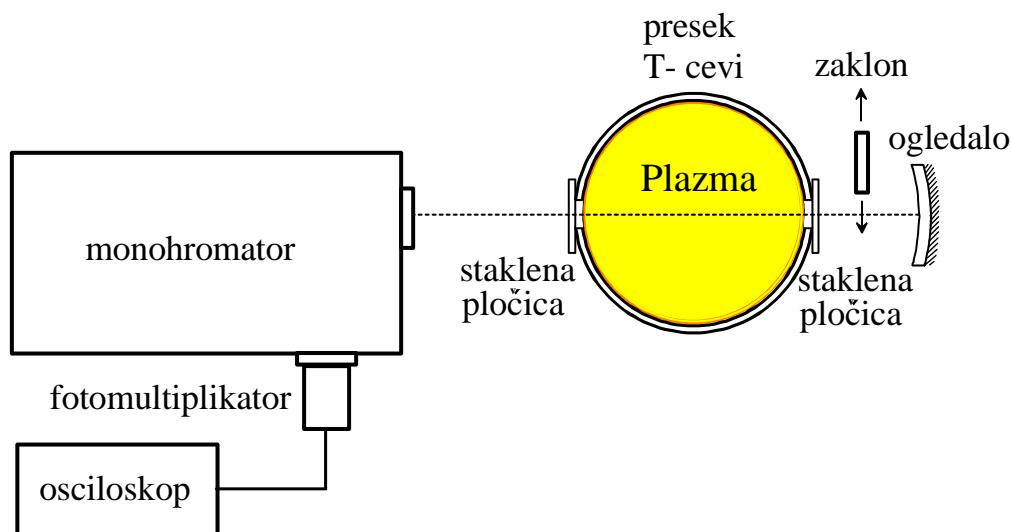
Na osnovu prethodnih izraza moguće je izračunati korekciju profila spektralne linije na mestu talasne dužine  $\lambda$ :

$$\Delta J_\lambda = J_\lambda \left[ \left( r \frac{J_\lambda}{J_\lambda^*} \right)^{-\frac{1}{2}} - 1 \right] \quad (56)$$

Pomoću ovog izraza moguće je, tačku po tačku, rekonstruisati ceo profil apsorbovane spektralne linije, uz napomenu da je to moguće raditi jedino kada je ispunjen uslov  $k_\lambda l \ll 1$ . Brojna vrednost proizvoda  $k_\lambda l$  se može proveriti na osnovu izmerenih intenziteta  $J_\lambda$  i  $J_\lambda^*$  i koeficijenta refleksije  $r$ . Na osnovu izraza (51), (53) i (56) optička debljina plazme se može izračunati kao:

$$\tau_\lambda = k_\lambda l = \frac{1}{2} \ln \left( r \frac{J_\lambda}{J_\lambda^*} \right) \quad (57)$$

Eksperimentalna postavka za proveru samoapsorpcije je prikazana na Slici 4.2.



Slika 4.2 Eksperimentalna postavka za proveru samoapsorpcije

Kod primene ovog metoda u slučaju T-cevi postoji problem. Krivina zida staklene cevi povećava rasipanje svetlosnog snopa koji ide ka monohromatoru, a posebno snopa koji ide na ogledalo i vraća se. Da bi se ovo izbeglo, staklena cev je probušena sa obe strane, neposredno ispred reflektora, i na otvore su zatepljene ravne staklene pločice.

Za proveru samoapsorpcije je korišćena spektralna linija He I 388.865 nm. Ovo je najintenzivnija linija od interesa za dalja proučavanja. Ako se postignu uslovi u plazmi da ova linija nije apsorbovana, tada sigurno neće biti apsorbovane ni linije manjeg intenziteta.

Apsorpcioni koeficijent ima najveću vrednost u centru linije, tj. na mestu gde je intenzitet zračenja najveći i ako postoji samoapsorpcija, profil linije će biti najviše deformisan u centru i blizini centra linije. Zbog toga je u ovom eksperimentu provera samoapsorpcije rađena samo na osnovu maksimuma linije 388.865 nm i intenziteta kontinuuma. Merenja su rađena pri gasnom pritisku od 500 Pa. Izmereni intenziteti su prikazani na Slici 4.3.

Srednja vrednost kontinuuma bez ogledala:

$$I_C = (132.5 + 133.5)/2 = 133$$

Srednja vrednost kontinuuma sa ogledalom:

$$I_C^* = (151 + 158.5)/2 = 154.75$$

Srednja vrednost maksimuma linje 388.865 nm bez ogledala:

$$J_\lambda = (160 + 162)/2 = 161$$

Srednja vrednost maksimuma linje 388.865 nm sa ogledalom:

$$J_\lambda + J_\lambda^* = (185 + 186)/2 = 185.5$$

Odnosno

$$J_\lambda^* = 185.5 - 161 = 24.5$$

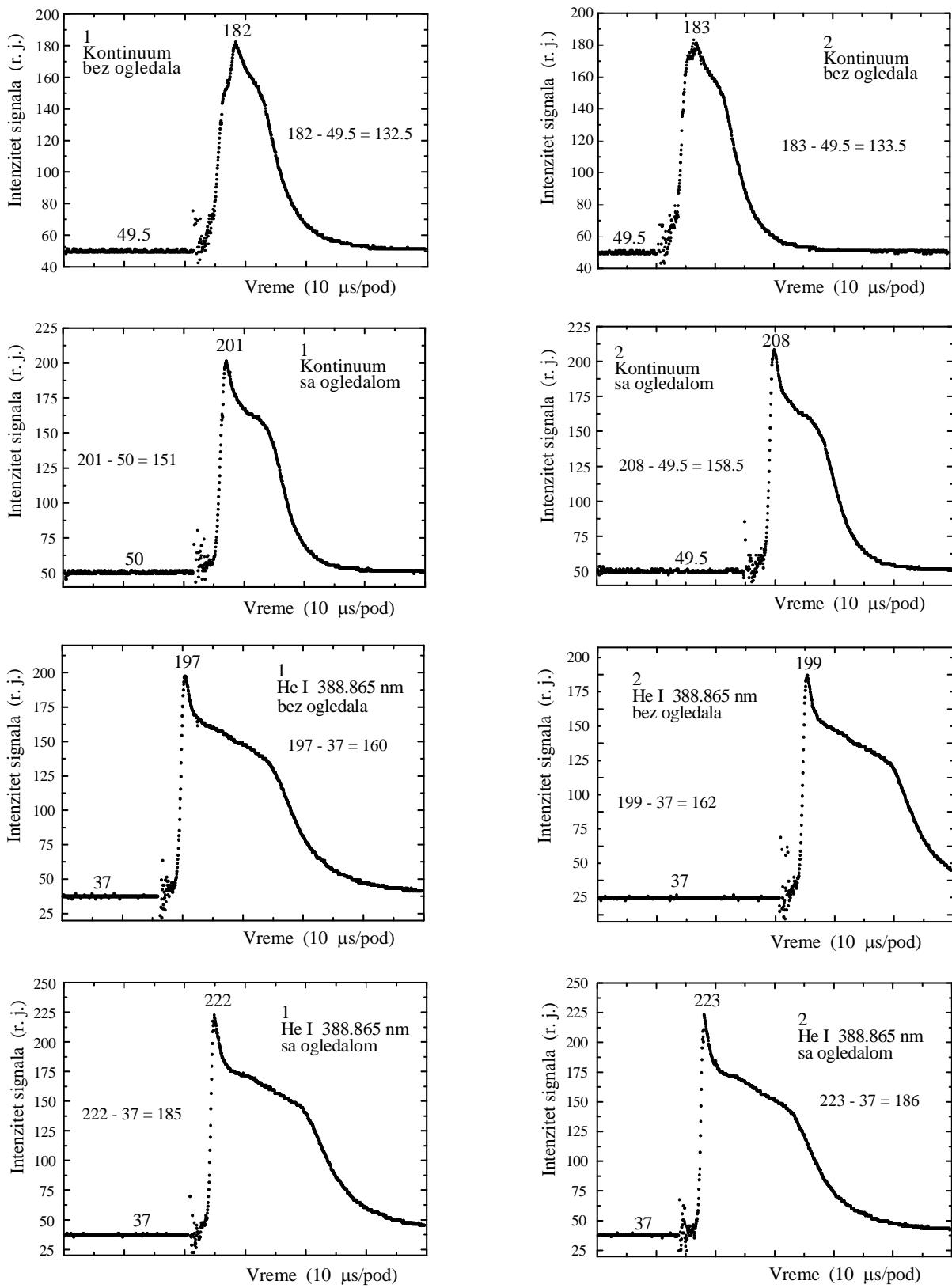
Koeficijent refleksije ogledala je:

$$r = \frac{I_C^* - I_C}{I_C} = \frac{154.75 - 133}{133} = 0.164$$

Korekcija na maksimumu linje 388.865 nm iznosi:

$$\Delta J_\lambda = J_\lambda \left[ \left( r \frac{J_\lambda}{J_\lambda^*} \right)^{1/2} - 1 \right] = 161 \left[ \left( 0.164 \frac{161}{24.5} \right)^{1/2} - 1 \right] = 6.18$$

Ovaj rezultat pokazuje da postoji mala samoapsorpcija od 3.8%. To je duboko unutar eksperimentalne greške, koja iznosi 10%, te se može zaključiti da je samoapsorpcija zanemarljiva.



Slika 4.3 Mereni intenziteti zračenja za proveru samoapsorpcije

## Test na samoapsorpciju 2

Osnovna ideja je merenje poluširine spektralne linije u zavisnosti od pritiska gase u cevi [28]. Na niskim pritiscima poluširina linije se neće menjati sa promenom pritiska. Ako pritisak poraste iznad neke vrednosti poluširina će početi da raste sa pritiskom. Kako se u ovom slučaju značajno menja i elektronska koncentracija, poluširina linije će se menjati i iz tog razloga. Zbog toga je ovaj metod ovde modifikovan u tom smislu što je za svaku promenu pritiska merena i elektronska koncentracija, a poluširina linije je upoređivana sa teorijskim vrednostima [29]. To je moguće uraditi jer ova teorija veoma dobro opisuje profile spektralnih linija helijuma.

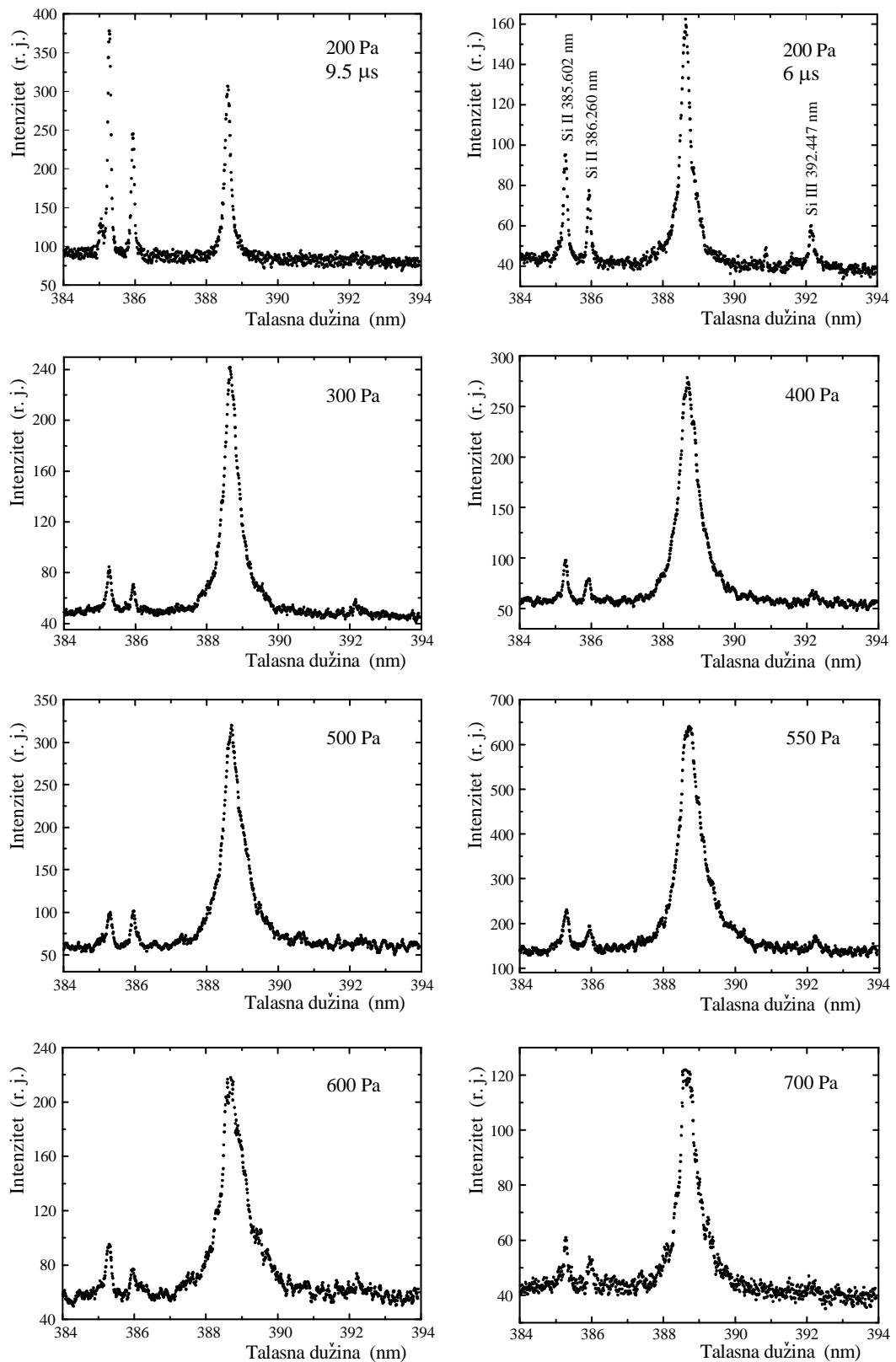
I u ovom slučaju je izabrana linija He I 388.865 nm iz istog razloga kao i u prvom testu. Izmereni profili pri različitim pritiscima gase, od 200 Pa do 700 Pa, su prikazani na Slici 4.4. Merenja su rađena sa kašnjenjem od 6  $\mu$ s u odnosu na triger signal, kao što je ranije već napomenuto. Izuzetak je samo merenje pri pritisku od 200 Pa gde je merenje izvršeno i sa kašnjenjem od 9.5  $\mu$ s iz razloga proširenja opsega merenja prema nižim elektronskim koncentracijama. Sa Slike 4.4 se vidi da se osim posmatrane linije helijuma pojavljuju i linije jednostruko i dvostruko jonizovanog silicijuma. Njihovi intenziteti su značajnije izraženi samo na najnižem pritisku.

Izmerene vrednosti poluširina i njihovo upoređivanje sa teorijskim vrednostima je prikazano na Slici 4.5. Teorijske vrednosti su prikazane pravom linijom koja je povučena kao srednja vrednost za temperature 10000 K i 20000 K. To je moguće jer je uticaj temperature veoma mali. Eksperimentalne tačke prate veoma dobro teorijsku pravu sve do pritiska od 500 Pa. Vrednosti poluširina linije He I 388.865 nm iznad pritiska od 500 Pa su iznad teorijske prave, a razmak se povećava sa porastom pritiska. To ukazuje na prisustvo samoapsorpcije tek iznad pritiska od 500 Pa.

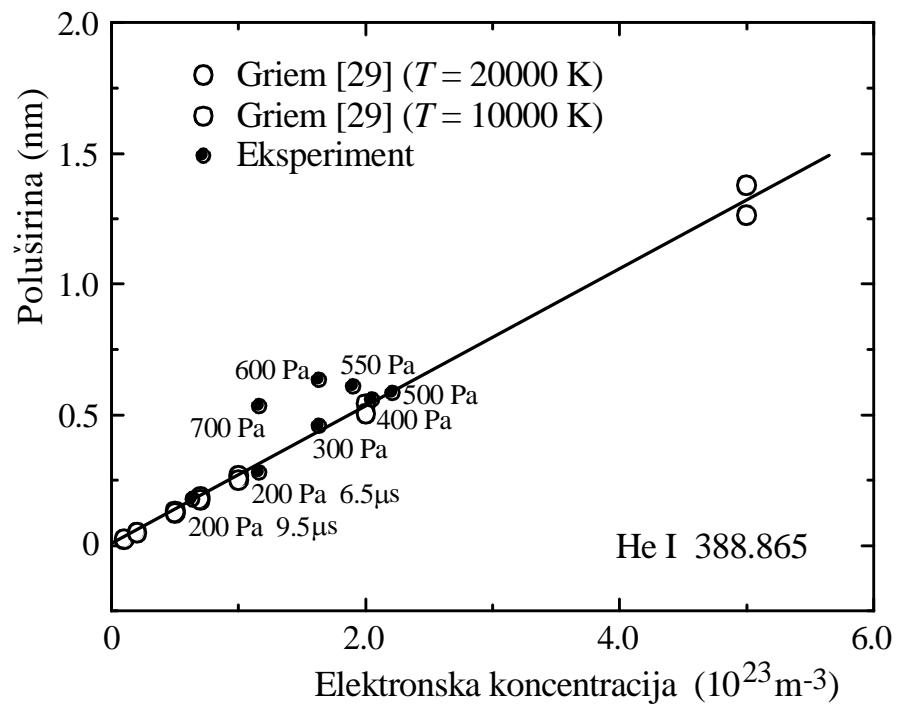
Još nešto se može videti sa Slike 4.5. Prilikom pražnjenja korišćen je napon od 20 kV, a to znači da je uložena energija u udarni talas bila jednaka, nezavisno od pritiska gase u cevi. Kako pritisak raste efekat udarnog talasa je slabiji i elektronska koncentracija se smanjuje.

Na ovaj način je moguće samo utvrditi prisustvo samoapsorpcije ali ne i koliko je spektralna linija apsorbovana.

Prethodna dva testa pokazuju da je efekat samoapsorpcije zanemarljiv na pritisku od 500 Pa i nižim pritiscima. Efekat počinje da se pojavljuje tek od 550 Pa i iznad. Iz tog razloga za dalji rad je izabran početni pritisak gase od 500 Pa. U tom slučaju se dobija maksimalan intenzitet spektralnih linija bez uticaja samoapsorpcije, a i odnos signal/šum je zadovoljavajući, što se može videti sa Slike 4.4.



Slika 4.4 Profili Linije He I 388.865 nm na različitim pritiscima



Slika 4.5 Poluširina linije He I 388.865 nm u zavisnosti od pritiska gase

## Zaključak

Cilj ovog rada je bio ispitivanje uslova za snimanje spektralnih linija helijuma iz plazme proizvedene u elektromagnetnoj udarnoj T-cevi. Cev je punjena helijumom do pritiska od 200 Pa do 700 Pa, a napon pražnjenja je bio 20 KV. Eksperimentalna postavka, izvor plazme, gasni, električni i merni sistem su detaljno opisani. Vreme života plazme je oko 50  $\mu$ s, a vreme posmatranja optičkog signala je bilo 0.5  $\mu$ s. Može se smatrati da je za to kratko vreme plazma bila stacionarna (Slika 2.9).

Elektronska temperatura od 16900 K je određena na osnovu relativnih intenziteta spektralnih linija jonizovanog silicijuma pomoću tzv. Boltzman plota. Linije jonizovanog silicijuma i jonizovanog kiseonika se pojavljaju u plazmi zbog interakcije plazme sa staklenim zidom. Elektronska koncentracija od  $2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$  je određena na osnovu razmaka zabranjene i dozvoljene komponente linije helijuma 447.148 nm.

Na osnovu izmerenih parametara plazme provereni su uslovi lokalne termodinamičke ravnoteže. U slučaju helijuma potvrđena je kompletna LTR, a za jonizovani silicijum važi parcijalna LTR što je dovoljno da se linije Si II mogu koristiti za određivanje elektronske temperature.

Za ispitivanje profila spektralnih linija, osim pomenutog, veoma je važno i da je plazma optički tanka. Da bi se ovo potvrdilo izvedena su dva testa. Merenje poluširina linije He I 388.865 nm pokazuje da se samoapsorpcija javlja ako se T-cev puni helijumom sa pritiskom iznad 550 Pa. Ovo se može videti i iz profila ove linije prikazanih na Slici 4.3. Profil linije, koji odgovara pritisku od 500 Pa, je dobro definisan, a dobar je i odnos signal/šum. To opravdava odluku da se za dalji rad koristi osnovni pritisak od 500 Pa. Merenje samoapsorpcije pomoću ogledala postavljenog iza T-cevi daje mogućnost postojanja samoapsorpcije, ali svega sa 3.8%. To je duboko unutar eksperimentalne greške tako da se može smatrati da i ako samoapsorpcija postoji, ona je zanemarljiva.

Ovim je pokazano da su izvor plazme kao i izabrani uslovi, pritiska gasa (500 Pa), napona pražnjenja (20 KV), pozicija (4 mm ispred reflektora) i vreme posmatranja (0.5  $\mu$ s) dobro odabrani i da je postavljeni cilj postignut.

## Literatura

1. B. Milić, Osnove fizike gasne plazme, Naučna knjiga, Beograd (1976).
2. J. A. Bittencourt, Fundamentals of plasma Physics, Springer (2004).
3. S. Đurović, Plazma, četvrto agregatno stanje materije, Analı Ogranka SANU u Novom Sadu, 61 (2012).
4. B. Vujičić, S. Đurović, Astrofizika sa astronomijom, Univerzitet u Novom Sadu, PMF, Novi Sad (1995).
5. Unsöld A. , Phzsik der Sternatmospären, Springer Verlag, Berlin (1955).
6. H. R. Griem, Proc. of the Vth Int. Conf. on the Ionization Phenomena in Gases, Munich, North- Holland Publ. Co. Amsterdam, (1962).
7. R. W. P. Mc Whirter, Chapter 5 in “Plasma diagnostic techniques”, Eds. R. H. Huddlestone and S. L. Leonard, Academic Press, New York (1965).
8. R. Wilson, The spectroscopy on non-thermal plasmas, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 2, 477 (1962).
9. H. R. Griem, Validity of local thermal equilibrium in plasma spectroscopy, Phys. Rev. 131, 1170 (1963).
10. M. J. Seaton, in “Atomic and molecular processes”, Ed. D. R. Bates, Academic Press, New York (1962).
11. S. Djurović, M. Ćirišan, A. V. Demura, G. V. Demchenko, D. Nikolić, M. A. Gigosos and M. Á. González, Measurements of  $H_\beta$  Stark central asymmetry and its analysis through standard theorz and computer simulations, Phys. Rev. E 79, 046402 (2009).
12. E. G. Harris, U. S. Naval Research Laboratory Report NRL-4858 (1956).
13. A. C. Kolb, Production of high energy plasmas by magnetically driven shock waves, Phys. Rev. 107, 345 (1957).
14. M. Cloupeau, Interpretation of luminous phenomena observed in electromagnetic shock tubes, Phys. Fluids 6, 679 (1963).
15. H. R. Griem, Plasma spectroscopy, McGraw-Hill, New York (1964).
16. S. Đurović, Odnos specifičnih toplota vodonične plazme u lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži, Magistarski rad, Beograd (1982).
17. I. Savić, L. Gavanski, S. Djurović, Z. Mijatović and R. Kobilarov, Integration of ICCD camera and spectrometer for spectroscopic purposes, J. Res. Phzs. 35, 55 (2011).
18. Z. Nađ, Automatska kontrola sistema za impulsno gasno pražnjenje, Master rad, PMF Novi Sad (2013).

19. <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>
20. C. Fleurier, G. Coulaud and J. Chapelle, Study of ion dynamic effect at low electron densities on the lines He I 447.1 and 492.2 nm, *Physica* 100C, 127 (1980).
21. A. Czernichowki and J. Chapelle, Use of the 447 nm He I line to determine electron concentrations, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 33, 427 (1985).
22. N. I. Uzelac and N. Konjević, Stark broadening of the He I 4471-Å line and its forbidden component in dense cool plasma, *Phzs. Rev. A* 33, 1349 (1986).
23. C. Pérez, I de la Rosa, J. A. Aparicio, S. Mar and M. A. Gigosos, Calibration of the Stark broadening parameters of the two he I lines with forbiden components, *Jpn. J. Appl. Phzs.* 35, 4073 (1996).
24. Z. Mijatović, R. Kobilarov, S. Djurović and M. Stevanov, Use of He I 447.1 nm line with forbidden component for electron density determination in plasmas, *Appl. Spectrosc.* 51, 396 (1997).
25. M. Ivković, M. Á. González, S. Jovićević, M. A. Gigosos and N. Konjević, *Spectrohim. Acta B* 65, 234 (2010).
26. S. Đurović, Starkovo širenje i pomeranje spektralnih linija neutralnih halogenih elemenata u plazmi stabilisanog električnog luka, Doktorska disertacija, Univerzitet u Beogradu, PMF, Beograd (1989).
27. S. Djurović, R. Kobilarov and B. Vujičić, Experimental difficulties in determination of the plasma line shapes emitted from plasma, *Bull. Astron. Belgrade* 153, 41 (1996).
28. N. Konjević and W. L. Wiese, Experimental Stark widths and shifts for non-hydrogenic spectral lines of ionized atoms (A critical review and tabulation of selected data), *Phys. Chem. Ref. Data* 5, 259 (1976).
29. H. R. Griem, *Spectral line broadening by plasmas*, Academic Press, New York (1974).

## **Biografija**

Biljana D. Stankov rođena je 16.02.1989. u Zrenjaninu. U Elemiru završava osnovnu školu „Svetozar Marković- Toza“ i upisuje Zrenjaninsku gimnaziju u Zrenjaninu, gde maturira 2008. godine. Iste godine upisuje Prirodno-matematički fakultet, odsek za fiziku, smer fizika-meteorologija. Diplomira 2012. godine i na istom departmanu upisuje master studije iz oblasti fizike plazme.



Novi Sad, 21.09.2013.

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

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:*

Biljana Stankov

**AU**

*Mentor:*

Dr Stevica Đurović, redovni profesor, PMF u Novom Sadu

**MN**

*Naslov rada:*

Ispitivanje uslova za snimanje spektralnih linija helijuma iz plazme

**NR**

*Jezik publikacije:*

srpski (latinica)

**JP**

*Jezik izvoda:*

srpski/engleski

**JI**

*Zemlja publikovanja:*

Srbija

**ZP**

*Uže geografsko područje:*

Vojvodina

**UGP**

*Godina:*

2013

**GO**

*Izdavač:*

Autorski reprint

**IZ**

*Mesto i adresa:*

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

**MA**

*Fizički opis rada:*

Br. Glava-4, Br. Strana-38, Br. Ref.-29, Br. Tabela-3, Br. Slika-19

**FO**

*Naučna oblast:*

Fizika

**NO**

*Naučna disciplina:*

Fizika jonizovanih gasova

**ND**

*Predmetna odrednica/ ključne reči:*

Dijagnostika plazme, Spektralne linije

**PO**

**UDK**

*Čuva se:*

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

**ČU**

*Važna napomena:*

Nema

**VN**

*Izvod:*

Dijagnostika helijumske plazme. Uslovi LTR i provera na samoapsorpciju.

**IZ**

*Datum prihvatanja teme od NN veća:*

17.09.2013.

**DP**

*Datum odbrane:*

**DO**

*Članovi komisije:*

**KO**

*Predsednik:* Dr Igor Savić, docent, PMF u Novom Sadu

*član:* Dr Stevica Đurović, redovni profesor, PMF u Novom Sadu

*član:*

Dr Dušan Mrđa, vanredni profesor, PMF u Novom Sadu

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:*

Master work

**CC**

*Author:*

Biljana Stankov

**AU**

*Mentor/comentor:*

Dr Stevica Đurović, full professor, Faculty of Sciences, Novi Sad

**MN**

*Title:*

Examination of the conditions for recording of the helium spectral lines from the plasma produced by electromagnetic T-tube

**TI**

*Language of text:*

Serbian (Latin)

**LT**

*Language of abstract:*

English

**LA**

*Country of publication:*

Serbia

**CP**

*Locality of publication:*

Vojvodina

**LP**

*Publication year:*

2013

**PY**

*Publisher:*

Author's reprint

**PU**

*Publication place:*

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

**PP**

*Physical description:*

No. Chapters-4, No. Pages-38, No. Ref.-29, No. Tables-3, No. Figures-19

**PD**

*Scientific field:*

Physics

**SF**

*Scientific discipline:*

Physics of ionized gasses

**SD**

*Subject/ Key words:*

Plasma diagnostic, Spectral lines

**SKW**

**UC**

*Holding data:*

Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

**HD**

*Note:*

None

**N**

*Abstract:*

The electron density and temperature of helium plasma were determined.

**AB**

The LTE conditions and selfabsorption were analyzed.

*Accepted by the Scientific Board:*

17.09.2013.

**ASB**

*Defended on:*

**DE**

*Thesis defend board:*

**DB**

Dr Igor Savić, docent, PMF u Novom Sadu

Dr Stevica Đurović, redovni profesor, PMF u Novom Sadu

*President:*

*Member:*

*Member:*

Dr Dušan Mrđa, vanredni profesor, PMF u Novom Sadu