



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



**Određivanje Starkovih poluširina spektralnih
linija jonizovanog kiseonika i silicijuma,
emitovanih iz plazme proizvedene u
elektromagnetnoj udarnoj T-cevi**

- DOKTORSKA DISERTACIJA -

Mentor:
Prof. dr Stevica Đurović

Kandidat:
Lazar B. Gavanski

Novi Sad, 2016.

Ovaj rad je rađen u Laboratoriji za fizičku elektroniku na Departmanu za fiziku PMF u Novom Sadu. Rukovodilac rada je bio prof. dr Stevica Đurović, kome se iskreno zahvaljujem za pomoć i podršku tokom eksperimentalnog rada kao i na korisnim savetima i sugestijama tokom pisanja ovog rada.

Zahvaljujem se takođe prof. dr Igoru Saviću, kao i svim članovima Laboratorije na svesrdnoj pomoći tokom izrade ovog rada.

SADRŽAJ

UVOD	1
------------	---

Glava I IZVOR PLAZME

1.1. Udarni talasi	5
1.2. Elektromagnetna udarna T-cev	8
1.3. Gasni sistem	10
1.4. Električni sistem	11

Glava II MERENJE BRZINE FRONTA UDARNOG TALASA

2.1. Brzina fronta udarnog talasa	15
2.2. Početna merenja brzine fronta udarnog talasa	15
2.3. Procena brzine plazme iza fronta udarnog talasa	18
2.4. Merenja brzine fronta incidentnog udarnog talasa	21
2.4.1. Zavisnost brzine incidentnog fronta od vrste gasa	21
2.4.2. Zavisnost brzine fronta incidentnog udarnog talasa od početne energije	23
2.4.3. Zavisnost brzine fronta incidentnog udarnog talasa od rastojanja od elektroda	25
2.5. Hugoniotova kriva	26

Glava III MERNI SISTEM

3.1. Eksperimentalna postavka	29
3.2. Povezivanje ICCD kamere i spektrometra	31
3.2.1. ICCD kamera	31
3.2.2. Pozicioniranje kamere	32
3.2.3. Podešavanje ulazne pukotine i karakterizacija instrumentalnog profila	34
3.2.4. PTC kriva	37
3.2.5. Zavisnost detektovanog intenziteta od napona na mikrokanalnoj ploči i pojačanja na CCD čipu	38
3.2.6. Određivanje granice linearnosti	42
3.2.7. Kalibracija po talasnim dužinama	43
3.2.8. Korekcije oblika spektralnih linija	44
3.3. Kriva spektralne osetljivosti	46

Glava IV DIJAGNOSTIKA PLAZME

4.1. Plazma	49
4.2. Ravnotežna stanja plazme	51
4.2.1. Potpuna termodinamička ravnoteža	51
4.2.2. Lokalna termodinamička ravnoteža	52
4.2.3. Parcijalna lokalna termodinamička ravnoteža	53
4.3. Određivanje elektronske temperature plazme	54
4.4. Određivanje elektronske koncentracije plazme	57
4.5. Ispitivanje uslova ravnoteže	59

Glava V

ŠIRENJE SPEKTRALNIH LINIJA U PLAZMI

5.1. Spektralne linije i uzroci širenja spektralnih linija	61
5.2. Dopplerovo širenje spektralnih linija	63
5.3. Širenje linija usled pritiska	64
5.3.1. Rezonantno širenje spektralnih linija	65
5.3.2. Van der Waalsovo širenje spektralnih linija	65
5.3.3. Starkovo širenje spektralnih linija	67
5.4. Prirodno širenje spektralnih linija	70
5.5. Aproksimativne formule za izračunavanje elektronskog širenja i pomeranja spektralnih linija	70
5.5.1. Griemova semiempirijska formula za Starkove parametre izolovanih jonskih linija	71
5.5.2. Modifikovana semiempirijska formula za jonske spektralne linije	72
5.5.3. Pojednostavljena modifikovana semiempirijska formula za jonske spektralne linije	75
5.6. Dekonvolucija eksperimentalnih profila spektralnih linija	77
5.7. Samoapsorpcija spektralnih linija u plazmi	79

Glava VI

OBRADA SPEKTRALNIH LINIJA

6.1. Identifikacija spektralnih linija	83
6.2. Korekcija na spektralnu osetljivost i provera samoapsorpcije	85
6.3. Obrada eksperimentalnih profila	85

Glava VII

REZULTATI MERENJA STARKOVIH POLUŠIRINA LINIJA O II, Si II i Si III

7.1. Značaj Starkovih poluširina linija O II, Si II, Si III i postojeći rezultati	89
--	----

7.2. Starkove poluširine spektralnih linija jednostruko jonizovanih atoma kiseonika	91
7.3. Starkove poluširine spektralnih linija jednostruko jonizovanih atoma silicijuma	100
7.4. Starkove poluširine spektralnih linija dvostruko jonizovanih atoma silicijuma	109
7.5. Izdvojena merenja Starkovih poluširina nekih linija O II, Si II i Si III	114
ZAKLJUČAK	119
LITERATURA	125

UVOD

Istorijski gledano, spektroskopska merenja su imala važnu ulogu u otkrivanju mnogih fizičkih procesa što je takođe dovodilo i do razvoja novih teorija u fizici. Danas su spektroskopska merenja neophodna u različitim oblastima atomske i molekulske fizike, fizike plazme i astrofizike, kao i za primenu u tzv. plazma tehnologijama. Osim toga, precizna merenja služe i za testiranje teorijskih proračuna.

Kao izvor zračenja u ovom radu se koristi plazma. U laboratoriji se plazma može proizvesti na različite načine, na primer, pomoću udarnih talasa, pomoću laserskog zračenja, korišćenjem jakih elektromagnetnih polja. Najčešće se dobija pri različitim tipovima električnog pražnjenja kroz gasove pri nižim ili višim pritiscima. Na taj način se povećava kinetička energija čestica gasa, pa se pored elastičnih sudara javljaju i neelastični sudarni procesi, u kojima dolazi do disocijacije molekula, ekscitacije i jonizacije atoma gasa. Smeša tako dobijenih neutralnih i naelektrisanih čestica naziva se jonizovani gas. Nakon uspostavljanja dinamičke ravnoteže između procesa jonizacije i rekombinacije, brojni odnos između pomenutih vrsta čestica postaje konstantan. Naelektrisane čestice obrazuju elektromagnetno mikropolje koje se menja u prostoru i vremenu usled njihovog kretanja. Pri dovoljno velikom stepenu jonizacije dolazi do pojave kolektivne interakcije, odnosno svaka naelektrisana čestica, posredstvom elektromagnetnog mikropolja, istovremeno interaguje sa svim ostalim naelektrisanim česticama. Kolektivna interakcija se zasniva na dejstvu Coulombovih sila (Milić [1]).

Osim toga, potrebno je da jonizovani gas, kao celina, bude električno neutralan. Termalno kretanje čestica plazme dovodi do prostornog razdvajanja naelektrisanja čime se lokalno narušava neutralnost. Tome se suprotstavlja električno mikropolje, što dovodi do brzih oscilacija naelektrisanja u vrlo malim oblastima. Da bi se održala makroskopska kvazineutralnost, zapremina jonizovanog gasa mora biti mnogo veća od oblasti narušene neutralnosti ($\sim 1 \mu\text{m}$), a vreme njenog života mnogo duže od perioda oscilacija naelektrisanja ($\sim 10^{-9}$ s) (Milić [1]). Takav jonizovani gas se naziva plazma.

U ovom eksperimentu se plazma dobija u tzv. elektromagnetnoj udarnoj T-cevi. Ovde se radi o vrlo karakterističnom izvoru, u kojem se formira pokretna plazma. Pomoću visokonaponskog pražnjenja formira se udarni talas, čije su brzine reda veličine 20 km/s. Talas na svom putu ekscituje i jonizuje gas kroz koji se kreće i tako stvara pokretnu plazmu. Izučavanje ovih udarnih talasa, zatim zračenja koje takva plazma emituje, kao i način na koji se to zračenje može registrovati, su tema ove disertacije.

Plazma predstavlja jak izvor elektromagnetnog zračenja i to kako u vidljivoj oblasti tako i u drugim delovima spektra. Na osnovu emitovanog ili apsorbovanog zračenja mogu se dobiti različite informacije o plazmi kao što su, na primer, koncentracija neutralnih ili naelektrisanih čestica i njihova temperature ili podaci o različitim procesima u plazmi. Mogu se proučavati procesi pobuđivanja i jonizacije, dobiti podaci o energijskim nivoima, određivati verovatnoće prelaza, ispitivati regularnosti i sličnosti unutar multiplleta, supermultiplleta i odgovarajućih prelaza. Dalje, mogu se ispitivati fina struktura, stimulirana emisija ili važenje vrste sprege, kao i uticaj spoljašnjeg elektromagnetnog polja na emisiju zračenja.

Osim toga plazma ima i široku primenu. Prvo, za grubu obradu materijala kao što su bušenje, zavarivanje ili različite površinske obrade materijala. Služi takođe i za uništavanje raznog toksičnog materijala. Koristi se kao radna supstanca za gasne lasere. Koristi se i u medicinske svrhe, za sečenje tkiva, za terapijske svrhe kao i za sterilizaciju medicinskih instrumenata. Plazma se koristi i u poluprovodničkoj industriji za proizvodnju integrisanih kola i mikroprocesora. Jasno je da se za ovako različite primene moraju koristiti različite vrste plazmi čije se temperature kreću od sobnih pa do nekoliko desetina hiljada kelvina. Poznavanje procesa u plazmi je i od značaja za astrofiziku, za izučavanje fizičkih pojava u zvezdama, ali tu su u pitanju plazme znatno viših temperature od pomenutih. Treba takođe pomenuti i fuziona istraživanja.

Za sve napred pomenuto od velikog značaja su spektroskopsko posmatranje, merenje i izučavanje plazme. Starkovo širjenje spektralnih linija ima važnu ulogu u spektroskopiji plazme. Širenje je određeno sa dva faktora: parametrima plazme i energijskom strukturom atoma ili jona koji emituje. Do početka šezdesetih godina prošlog veka teorija se bavila uglavnom linearnim Starkovim efektom koji je izražen kod vodoničnih linija. Pri visokim elektronskim koncentracijama, kada su linije vodonika jako proširene dolazi do preklapanja sa susednim linijama drugih elemenata, ili kada u plazmi

nema vodonika, u dijagnostičke svrhe se koristi kvadratični Starkov efekat izražen kod nevodoničnih atoma. Prve proračune Starkovog širenja za neke linije nevodoničnih atoma dao je Griem [2 - 4], nakon čega slede brojni eksperimentalni radovi u kojima su mereni Starkovi parametri za spektralne linije različitih elemenata. Detaljna analiza i podaci, kako za neutrane tako i za jone, mogu se naći u Konjević i dr. [5 - 11] i Lesage [12]. Danas se parametri mnogih nevodoničnih linija mogu koristiti za dijagnostiku plazme. Postoji međutim, još dosta praznog prostora za nove podatke. Nekada je potrebno i ponoviti merenja da bi se objasnilo neslaganje među već postojećim podacima ili neslaganje teorije i eksperimenta.

Cilj ovog rada je da se postojeća eksperimentalna aparatura unapredi i da se osposobi za merenje Starkovih parametara spektralnih linija jonizovanih nevodoničnih atoma. Prikazane su tri vrste rezultata: ispitivanje odgovarajućih karakteristika izvora plazme, unapređenje detekcionog sistema i merenje Starkovih parametara spektralnih linija jonizovanog kiseonika i silicijuma.

Date su dve varijante novog metoda za merenje brzine fronta incidentnog i reflektovanog udarnog talasa. Rezultati su upoređeni sa klasičnim metodom i sa nekim teorijskim proračunima potkrepljenim spektroskopskim merenjima. Poznavanje brzine udarnog talasa je važno radi formiranja plazme zadatih karakteristika.

Postojeći optički merni sistem je unapređen postavljanjem ICCD kamere na izlaz spektrometra. U novije vreme, od kako su se pojavile CCD i ICCD kamere, u mnogim laboratorijama se postojeći spektrometri integrišu sa novim detekcionim uređajima. Pozicioniranje kamere, a zatim kalibracija na spektralnu osetljivost, kao i određivanje granice linearnosti, je vrlo složen proces (Peláez [13]). U okviru rada na ovoj tezi je uveden niz novih detalja i rešenja što može biti od koristi i istraživačima u drugim laboratorijama.

Pomoću unapređenog detekcionog sistema je izmereno 45 Starkovih poluširina za linije jednostruko jonizovanog kiseonika (O II), 13 za linije jednostruko jonizovanog silicijuma (Si II) i 14 za linije dvostruko jonizovanog silicijuma (Si III). Posebna pažnja je posvećena dobrom definisanju uslova eksperimenta. Izvršena je i analiza neslaganja već postojećih eksperimentalnih rezultata. Novoizmereni podaci i pomenuta analiza su od značaja za dijagnostiku, kako laboratorijskih tako i astrofizičkih, plazmi. Osim toga, ovi podaci mogu biti od koristi za testiranje postojećih i novih teorijskih proračuna.

Ovaj rad osim Uvoda sadrži 7 delova, Zaključak i spisak literature.

U prvoj Glavi je dat opis izvora plazme sa gasnim i električnim sistemom. Posebno su razmatrani udarni talasi odgovorni za proizvodnju plazme u T-cevi.

U drugoj Glavi su dati rezultati merenja brzine fronta udarnih talasa, kao i brzine gasa iza fronta. Merene su brzine i incidentnog i reflektovanog talasa. Razmatran je uticaj uložene energije na brzinu fronta udarnog talasa.

U trećoj Glavi je opisana postavka mernog sistema, pozicioniranje i podešavanje ICCD kamere. Date su neke karakteristike ICCD kamere. Opisana je i kalibracija mernog sistema po talasnim dužinama i kriva spektralne osetljivosti.

U četvrtoj Glavi je opisana dijagnostika plazme. Prethodno je data definicija plazme i opisana su stanja termodinamičke ravnoteže plazme.

U petoj Glavi, koja prethodi rezultatima merenja Starkovih poluširina, objašnjeni su uzroci širenja spektralnih linija u plazmi. Opisane su i neke aproksimativne formule za procenu Starkovog širenja spektralnih linija. Posebna poglavlja tretiraju dekonvoluciju spektralnih linija i samoapsorpciju linija u plazmi.

U šestoj Glavi je ukratko opisana procedura obrade eksperimentalnih profila spektralnih linija.

U sedmoj Glavi su prikazani rezultati merenja Starkovih poluširina spektralnih linija jednostruko jonizovanog kiseonika i silicijuma i dvostruko jonizovanog silicijuma. Rezultatima prethodi poglavlje u kojem je naglašen značaj merenih podataka, a date su i informacije o radovima u kojima se mogu naći neki prethodno izmereni podaci.

Na kraju je dat Zaključak i spisak literature.

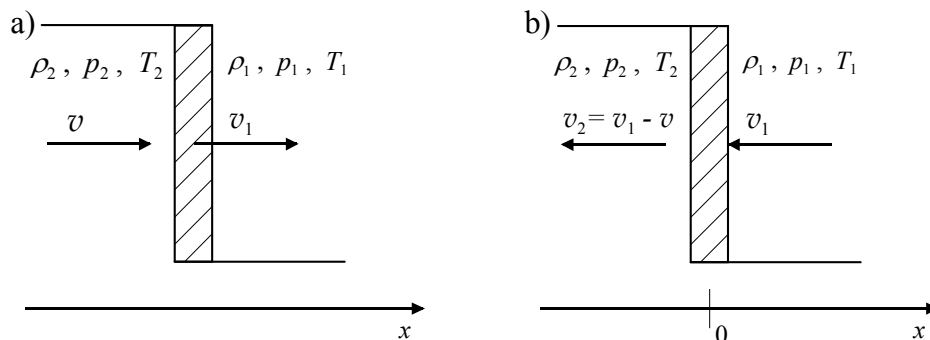
Glava I

IZVOR PLAZME

1.1. Udarни talasi

Naglo oslobađanje velike količine energije u nekoj sredini uglavnom dovodi do nastanka udarnih talasa. Uopšteno, udarni talasi mogu da se pojave u gasu, tečnostima i čvrstim telima, pa čak i u svemiru, na primer, u fotosferama zvezda uzrokovani eksplozijama u jezgrima zvezda. Svetleći udarni talasi se mogu javiti i pri jakim eksplozijama. U laboratoriji se svetleći udarni talasi mogu dobiti fokusiranim laserskim zračenjem, pri električnim pražnjenjima ili u udarnim cevima. Za vreme prostiranja kroz gas, udarni talas ga zagreva i ekscituje i jonizuje atome, što dovodi do nastanka plazme u frontu i iza fronta udarnog talasa.

Ukoliko se za parametre sredine odaberu gustina, pritisak i temperatura (ρ , p , T), udarni talas koji se kroz tu sredinu prostire brzinom većom od brzine zvuka u toj sredini predstavlja diskontinuitet u parametrima sredine (Zeldovich i Raizer [14], Niu [15], Vujičić i Djurović [16]). Front udarnog talasa predstavlja površinu na kojoj parametri fluida skokovito menjaju vrednost (Slika 1.1.1.).



Slika 1.1.1. Prostiranje udarnog talasa kroz fluid.

Za ravan talas koji se kreće konstantnom brzinom v_1 , promena parametara sredine je prikazana na Slici 1.1.1.a. Sa ρ_1, p_1 i T_1 su označeni parametri sredine pre prolaska fronta udarnog talasa, a sa ρ_2, p_2 i T_2 parametri sredine neposredno posle fronta udarnog talasa. Ako se pretpostavi da se fluid ispred fronta udarnog talasa nalazi u stanju mirovanja, prilikom prolaska, udarni talas povlači fluid za sobom i saopštava mu brzinu v (Slika 1.1.1.a). Ako se referentni sistem veže za front udarnog talasa, tada izgleda kao da gas ulazi u front brzinom v_1 , a izlazi brzinom $v_2 = v_1 - v$ (Slika 1.1.1.b). Pravac x -ose je paralelan vektoru brzine prostiranja udarnog talasa i sve relevantne veličine zavise samo od x -koordinate. Iz jednačine kontinuiteta tada sledi:

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (1.1.1.)$$

a na osnovu jednačine kretanja $\rho dv/dt = -grad P$ se dobija zakon održanja impulsa u obliku:

$$P_1 + \rho_1 v_1^2 = P_2 + \rho_2 v_2^2. \quad (1.1.2.)$$

Pod pretpostavkom da na frontu udarnog talasa nema rasipanja energije zračenjem, zakon održanja energije se može napisati kao:

$$\varepsilon_1 + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2} = \varepsilon_2 + \frac{P_2}{\rho_2} + \frac{v_2^2}{2} \quad (1.1.3.)$$

gde je ε unutrašnja energija jedinice mase fluida. Jednačine (1.1.1.) – (1.1.3.) predstavljaju Rankine-Hugoniotove jednačine. Da bi se mogle odrediti sve potrebne veličine neophodno je uvesti jednačinu stanja:

$$\frac{P_1}{\rho_1 T_1} = \frac{P_2}{\rho_2 T_2} \quad (1.1.4.)$$

i kaloričku jednačinu:

$$\varepsilon = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} \quad (1.1.5.)$$

gde je γ odnos specifičnih toplota pri stalnom pritisku i stalnoj zapremini c_p/c_v .

Uvođenjem bezdimenzionih parametara (Wright [17]):

$$M_1 = \frac{v_1}{v_z} = \frac{v_1}{\sqrt{\gamma \frac{P_1}{\rho_1}}} \quad (1.1.6.)$$

$$X = \frac{\rho_2}{\rho_1} \quad (1.1.7.)$$

$$Y = \frac{P_2}{P_1} \quad (1.1.8.)$$

i korišćenjem prethodnih relacija, može se pokazati da je:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{[2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)][(\gamma - 1)M_1^2 + 2]}{(\gamma + 1)^2 M_1^2} \quad (1.1.9.)$$

gde je sa M_1 označen Machov broj, koji predstavlja odnos brzine prostiranja udarnog talasa kroz dati fluid (v_1) i brzine zvuka u tom fluidu (v_z). X predstavlja parametar kompresije, a Y jačinu udarnog talasa. Za jake udarne talase važi da je $v_1 \gg v_z$, pa se jednačina (1.1.9.) može napisati u obliku:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{2\gamma(\gamma - 1)M_1^2}{(\gamma + 1)^2} \quad (1.1.10.)$$

Iz jednačine (1.1.10.) se može zaključiti da je temperatura gasa iza fronta srazmerna kvadratu Machovog broja.

Treba međutim napomenuti da su stvarne vrednosti temperature iza fronta udarnog talasa nešto niže nego one koju predviđaju gornje relacije. Razlog tome su sudarni procesi i procesi radijativne rekombinacije. Usled ovih procesa se gubi deo unutrašnje energije sistema.

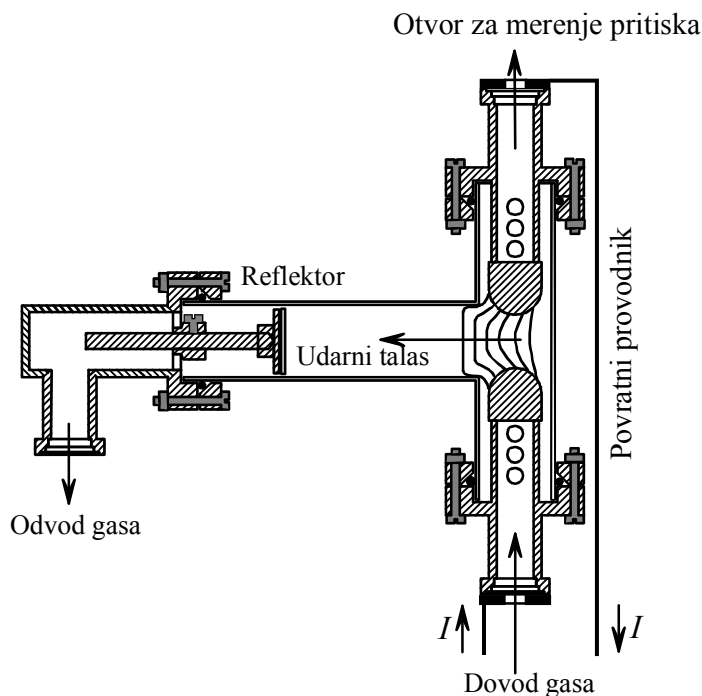
Detaljna ispitivanja udarnih talasa proizvedenih u udarnim cevima su rađena u proteklih nekoliko decenija, što se može videti u radovima Bleakney i dr. [18], Hertzberg i Kantrovitz [19] i Gross [20], i knjigama i monografijama Griem [3], Zeldovich i Raizer [14], Wright [17] i Bershader i Hanson [21].

Udarni talasi se mogu proizvesti u elektromagnetnim udarnim cevima (Griem [3], Kolb [22] Cloupeau [23], Fearn [24]), u z-pinču (Potter [25], Rahman i dr. [26]), u θ -pinču (Goldenbaum [27], Kornherr [28]), u plazma fokusu (Filippov i dr. [29]), i pomoću eksplodirajućih žica (Volkov i dr. [30]). Od nedavno se pojavljuju i istraživanja udarnih talasa u laserski proizvedenim plazmama (Sobral i dr. [31], Harilal i dr. [32], Rui Zhao i dr. [33]). Nastajanje i prostiranje udarnih talasa se takođe izučava u vezi sa povratkom svemirskih letelica na Zemlju. Na primer, za vreme ulaska nekog objekta u atmosferu, udarni talasi se formiraju neposredno ispred objekta (Regan i Anandkrishnan [34],

Panesi i dr. [35], Bultel i Annaloro [36], Annaloro i dr. [37]). Ispitivane su različite osobine udarnih talasa, pritisak ispred i iza udarnog fronta, energija udarnog fronta kao i brzina prostiranja udarnog fronta. Osim udarnih talasa koji stvaraju plazmu, ispitivano je i prostiranje udarnih talasa kroz plazmu (Adamovich i dr. [38], Dubinov i dr. [39], White i Subramaniam [40]). Od interesa je i ispitivanje pojava iza udarnog talasa (Brun [41]). Postoje takođe i razne primene udarnih talasa. U Dunbar i dr. [42] je opisano uklanjanje nanočestica pomoću udarnih talasa, dok je korišćenje udarnih talasa za procese depozicije opisano u Li i dr. [43]. Udarni talasi se mogu koristiti i za ispitivanje interakcije laserskog zračenja sa čvrstim telima (Boustie i dr. [44]). Ispitivanje ponašanja udarnih talasa može takođe pomoći u razumevanju mnogih astrofizičkih problema (Ditmire i dr. [45]).

1.2. Elektromagnetna udarna T-cev

U ovom radu je posmatrana plazma dobijena u elektromagnetnoj udarnoj cevi T oblika. Šematski prikaz T-cevi je dat na Slici 1.2.1.



Slika 1.2.1. Šematski prikaz elektromagnetne udarne T-cevi.

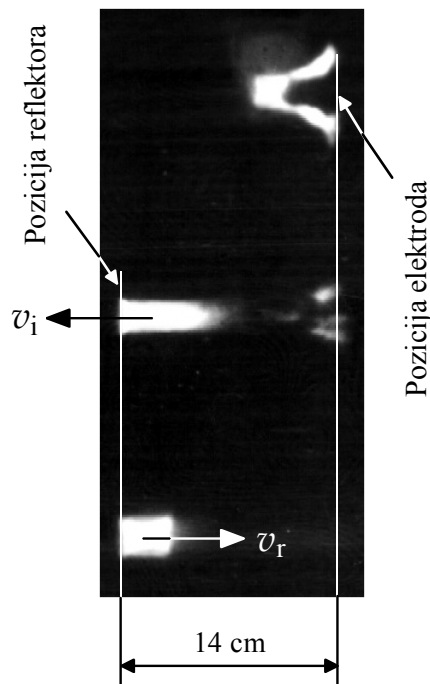
U vertikalnom delu T-cevi se nalaze elektrode od volframa na nosačima od mesinga, a na kraju bočne cevi je postavljen reflektor od kvarcnog stakla. Reflektor je

zalepljen na držač od mesinga i udaljen je 140 mm od elektroda. T-cev je napravljena od stakla, a unutrašnji prečnik cevi iznosi 27 mm. Na elektrodama i iza reflektora se nalaze otvori za dovod i odvod gasa i za merenje pritiska.

Električno pražnjenje između elektroda T-cevi se postiže brzim pražnjenjem kondenzatora preko povratnog provodnika i odgovarajućeg otpornika. Povratni provodnik je postavljen paralelno elektrodama i nalazi se neposredno uz zid staklene cevi. Na taj način se postiže da struja pražnjenja i struja kroz povratni provodnik budu suprotno usmerene. Iz tog razloga se između njih javlja odbojna elektromagnetna sila (Kruglak i dr. [46]):

$$F = \frac{\mu_0 I^2 l}{2\pi d} \quad (1.2.1.)$$

gde je μ_0 magnetna permeabilnost vakuuma, l rastojanje između elektroda, d rastojanje između ose na kojoj se nalaze elektrode i povratnog provodnika, a I jačina struje pražnjenja. Udarni talas, koji nastaje usled naglog oslobađanja velike količine energije pri pražnjenju između elektroda, se pod dejstvom ove sile usmerava i ubrzava ka reflektoru (Slika 1.2.2.). Pri prolasku kroz bočni deo T-cevi, udarni talas zagreva gas, pri čemu



Slika 1.2.2. Snimak prostiranja udarnog talasa u T-cevi.

dolazi do ekscitacije i jonizacije atoma gasa tj. do formiranja plazme. Nakon odbijanja od reflektora, udarni talas se vraća, pri čemu dodatno zagreva i jonizuje gas. Tako proizvedena plazma je jak izvor elektromagnetnog zračenja.

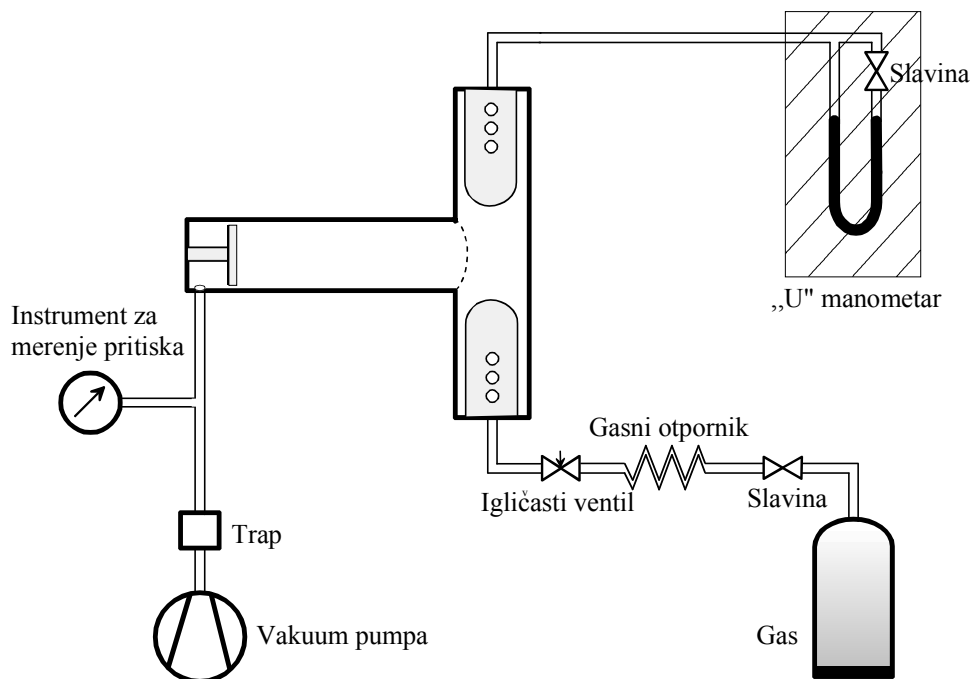
Front udarnog talasa u T-cevi se može smatrati ravnim, kao i da zauzima celokupnu površinu poprečnog preseka cevi, pa je zagrevanje gasa ravnomerno. Ovo za posledicu ima formiranje radijalno homogene plazme. To je utvrđeno u radu Kolb [22] još 1957 godine. Rezultati ovakvih merenja na T-cevi korišćenoj u ovom radu su dati u Djurović [47] i Djurović i M. Pavlov [48]. Važenje modela Lokalno Termodinamičke Ravnoteže (LTR) i stacionarnosti vodonične plazme je ispitivano u Djurović [47]. Pokazano je da važe uslovi LTR i da se plazma može smatrati kvazistacionarnom. U radu Pavlov i dr. [49] ispitivan je razvoj hladnog sloja plazme u blizini zida T-cevi. Utvrđeno je da je debljina ovog sloja u prvih 3 μ s posle prolaska fronta udarnog talasa kroz mesto posmatranja potpuno zanemarljiva. Plazma se posmatra normalno na horizontalni deo cevi tj. paralelno reflektoru, na određenom rastojanju od reflektora. Nakon pomenutog vremena ovaj sloj počinje da raste, ali je do 5 μ s još uvek dovoljno tanak da se njegov uticaj na zračenje emitovano iz plazme može zanemariti. Razmatranje postojanja hladnog sloja uz zid cevi je značajno zbog toga što emisija iz hladnih slojeva može da dovede do distorzije snimljenog profila linije.

Rankine-Hugoniotove jednačine (1.1.1) - (1.1.3.) date u poglavlju 1.1. mogu se primeniti na udarni talas proizveden u T-cevi tek nakon prestanka protoka struje između elektroda, jer tada više nema dejstva električne sile (1.2.1.) koja pokreće udarni talas. Male razlike računatih i izmerenih parametara i dalje postoje jer Rankine-Hugoniotove jednačine ne uzimaju u obzir gubitak energije usled provođenja toplote i zračenja (McLean i dr. [50], Biberman i Veklenko [51]).

1.3. Gasni sistem

Gasni sistem obezbeđuje rad izvora plazme u protočnom režimu pri niskom pritisku. Šematski prikaz gasnog sistema je dat na Slici 1.3.1.

Pre početka merenja je potrebno izvući vazduh iz T-cevi do pritiska od oko 0.5 Pa, što se postiže vakuum pumpom. Merenje početne vrednosti pritiska gasa u cevi se vrši pomoću merne sonde Piranijevog tipa i elektronskog uređaja za merenje niskog pritiska.



Slika 1.3.1. Gasni sistem T-cevi.

U toku ispušavanja vazduha se nečistoće iz cevi i uljne pare iz vakuumpumpe odstranjuju pomoću trapa.

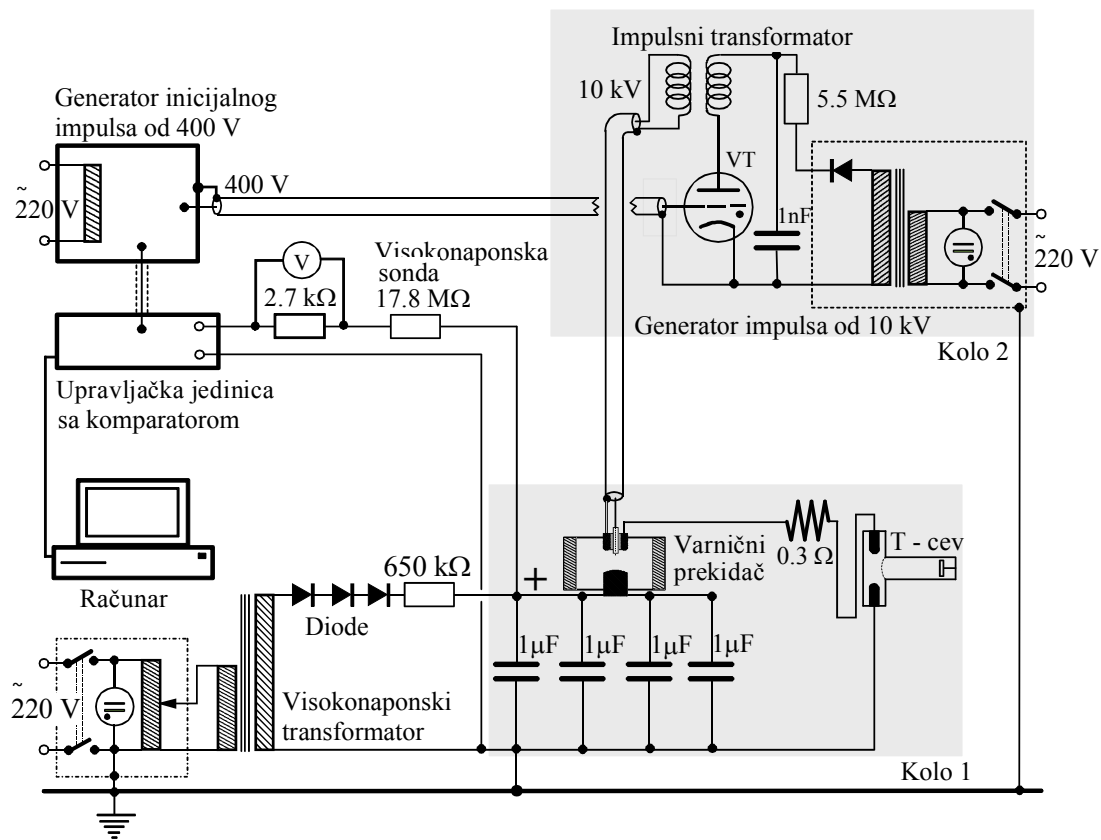
Radni gas, u ovom slučaju helijum, dospeva iz boce u T-cev preko uske i savijene bakarne cevi i igličastog ventila. Bakarna cev (gasni otpornik) smanjuje pritisak na ulazu igličastog ventila. Igličasti ventil služi za regulaciju pritiska gasa u cevi.

Pritisak gasa u cevi u toku merenja je održavan na 300 Pa i meren pomoću uljnog „U“ manometra.

1.4. Električni sistem

Električni sistem služi da obezbedi dobro definisan početak pražnjenja između elektroda T-cevi, pri zadatoj vrednosti visokog napona. Šematski prikaz sistema je dat na Slici 1.4.1.

Za punjenje sistema kondenzatora se koristi visokonaponski transformator, na čiji primar je vezan regulacioni transformator. Regulacionim transformatorom je moguće menjati napon punjenja kondenzatora. Na sekundaru visokonaponskog transformatora se nalaze tri ispravljačke diode i otpornik od 650 kΩ, koji služi za ograničavanje struje

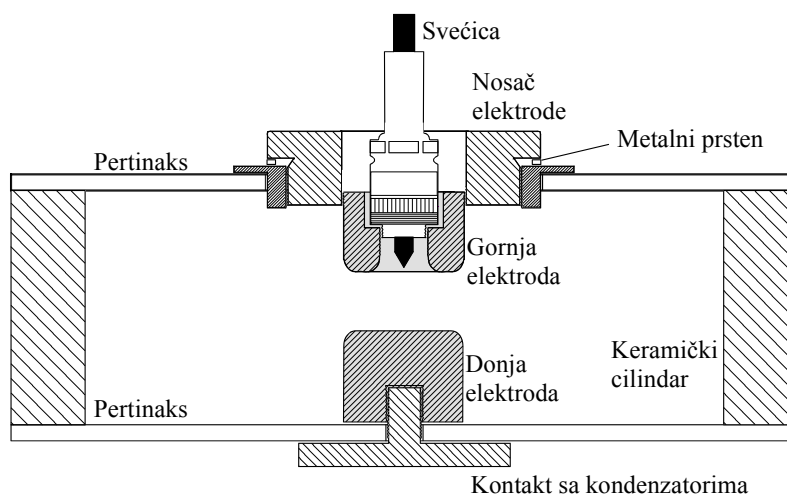


Slika 1.4.1. Električni sistem T-cevi.

punjenja kondenzatora. Kondenzatori, kao i celo kolo za pražnjenje, moraju imati mali induktivitet, što omogućava brzo pražnjenje. Induktivitet celog kola iznosi $0.13 \mu\text{H}$.

U kolu za pražnjenje (Kolo 1 Slika 1.4.1.) nalazi se varnični prekidač. Ovaj prekidač predstavlja prekid u kolu i sprečava nekontrolisano pražnjenje kondenzatora. Šematski prikaz varničnog prekidača je dat na Slici 1.4.2. Telo prekidača je napravljeno od keramičkog cilindra, unutrašnjeg prečnika 19.6 cm i visine 7.2 cm. Debljina zida cilindra iznosi 2.3 cm. Cilindar je zatvoren pločama od pertinaksa debljine 0.5 cm. Između keramičkog tela i poklopaca se nalaze gumeni prstenovi radi poboljšanja zvučne izolacije. Unutar cilindra je vazduh na atmosferskom pritisku. Donja elektroda je u kontaktu sa metalnom pločom koja povezuje pozitivno naelektrisane polove kondenzatora (Slike 1.4.1. i 1.4.2.). Kroz gornji poklopac je ubačen nosač gornje elektrode i svećice. Razmak između elektroda se može menjati ubacivanjem metalnih prstenova ispod nosača gornje elektrode (Slika 1.4.2.). Na taj način se podesi napon samoproboja koji treba da bude veći od napona punjenja kondenzatora tj. od napona pražnjenja kroz T-cev. Napon

pražnjenja u ovom eksperimentu je bio 20 KV. Proboj kroz varnični prekidač se inicira visokonaponskim impulsom od 10 kV koji uzrokuje varnicu između elektrode svećice i gornje elektrode. Uspostavljanjem proboja kroz varnični prekidač omogućeno je i pražnjenje kondenzatora preko elektroda T-cevi (Kolo 1 Slika 1.4.1.).

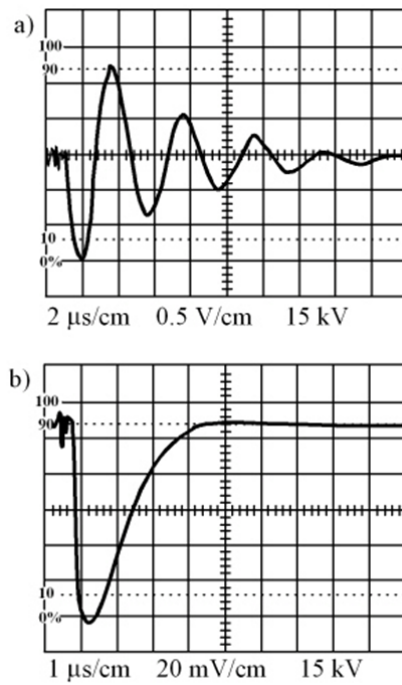


Slika 1.4.2. Varnični prekidač.

Napon pražnjenja se unapred zadaje preko Upravljačke jedinice sa komparatorom. Ceo elektronski sklop je kontrolisan pomoću računara (Slika 1.4.1.). Detaljan opis elektronskog sklopa je dat u Nađ [52]. U tom radu je opisan i računarski program, posebno razvijen za upravljanje ovim sistemom. Osim automatskog upravljanja postoji i mogućnost ručne kontrole.

Napon punjenja kondenzatora se meri pomoću visokonaponske sonde od 17.8 M Ω , a skida se sa dela od 2.7 k Ω i dovodi na ulaz Upravljačke jedinice. Napon punjenja se može vizuelno pratiti pomoću voltmetra. Kada se ovaj napon izjednači sa zadatim naponom, Upravljačka jedinica daje signal Generatoru inicijalnog impulsa. Generator inicijalnog impulsa šalje impuls od 400 V u Kolo 2 (Slika 1.4.1.). Ovaj impuls je dovoljan da dovede veliki tiratron VT u provodno stanje. Pražnjenjem kondenzatora od 1 nF formira se impuls od 10 kV koji se preko impulsnog transformatora prenese na elektrodu svećice.

Struja pražnjenja ima oscilatorni karakter (1.4.3.a). Da bi se u T-cevi dobio jedan, izolovan i dobro definisan udarni talas, mora se obezbediti struja pražnjenja u obliku



Slika 1.4.3. Oscilogram struje pražnjenja.

kratkotrajnog i kritično prigušenog impulsa (1.4.3.b). Kritično prigušenje struje pražnjenja je postignuto redno vezanim otpornikom od 0.3Ω u kolo za pražnjenje (Slika 1.4.1). Potrebna vrednost otpora za kritično prigušenje je izračunata iz prigušenja i perioda oscilacija strujnog impulsa (1.4.3.a).

Glava II

MERENJE BRZINE FRONTA UDARNOG TALASA

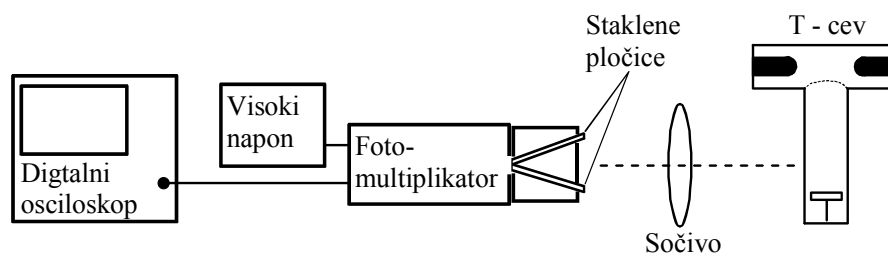
2.1. Brzina fronta udarnog talasa

Parametri gasa (brzina proticanja, pritisak i temperatura) u oblasti iza fronta udarnog talasa jako zavise od brzine fronta. S obzirom da brzina fronta zavisi od količine energije oslobođene pri pražnjenju, koja je određena naponom pražnjenja i kapacitetom kondenzatora, kao i od vrste gasa i pritiska, promenom ovih veličina se može dobiti pokretna plazma željenih parametara. Za merenje brzine udarnih talasa do sada su korišćeni različiti metodi (Hirahara i dr. [53], Feng i dr. [54]).

Kako udarni talas utiče na osobine formirane plazme u T-cevi, ovde su posebno razmatrana merenja brzine fronta udarnog talasa pri različitim uslovima i različitim vrstama gasa. Ovde i u radu Djurović i dr. [55] su prikazane varijante novog metoda za merenje brzine fronta udarnog talasa.

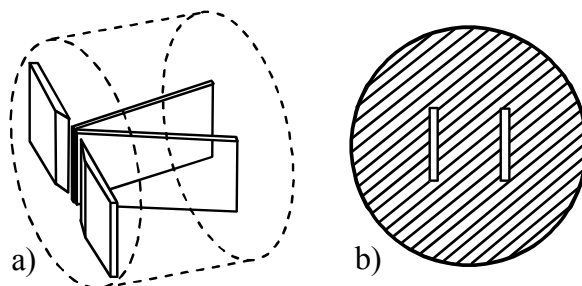
2.2. Početna merenja brzine fronta udarnog talasa

Prva merenja brzine fronta udarnog talasa su urađena u vodoniku, za reflektovani talas, pod pritiskom od 300 Pa i pri naponu pražnjenja od 18 kV (Djurović i dr. [55]). Eksperimentalna postavka je prikazana na Slici 2.2.1.



Slika 2.2.1. Eksperimentalna postavka za određivanje brzine fronta reflektovanog udarnog talasa.

Lik plazme je pomoću sočiva projektovan na cilindar sa staklenim pločicama. Pločice su postavljene pod uglom, tako da rastojanje između njihovih ivica na jednom kraju cilindra iznosi 0.84 cm, dok se na se na drugom kraju cilindra ivice dodiruju (Slika 2.2.2.). Spojeni krajevi staklenih pločica postavljeni su u pukotinu iza koje se nalazi fotomultiplikator. Na taj način su dobijeni svetlosni vodovi. Svetlost koja pada na prednju stranu cilindra tj. staklenih pločica, sprovodi se do zajedničkog izlaza. Cilindar, postavljen oko pločica, je neproziran i služi da se izbegne uticaj svetlosti iz okoline.

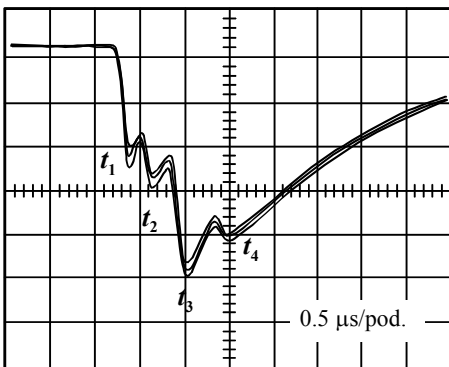


Slika 2.2.2. a) Neprozirni cilindar sa staklenim pločicama. b) Prednja strana cilindra.

Lik plazme i fronta udarnog talasa u bočnom delu T-cevi se projektuje na ulaznu ravan cilindra. Rastojanje između ulaznih otvora na cilindru odgovara rastojanju od $\Delta x = 1.18$ cm na osi bočnog dela T-cevi. Cilindar je postavljen normalno u odnosu na osu bočnog dela T-cevi, tako da se front udarnog talasa prostire normalno u odnosu na prednje ivice staklenih pločica.

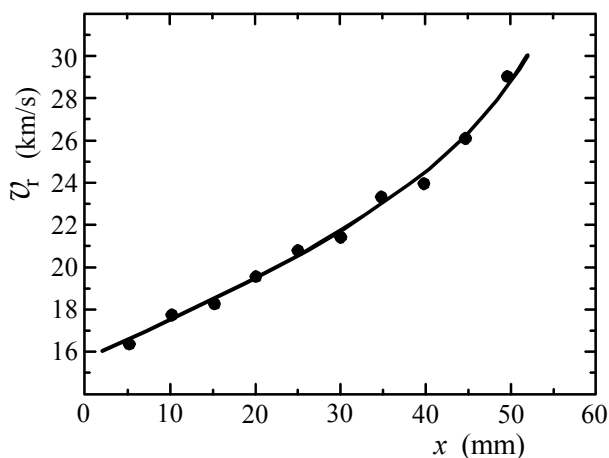
Lik plazme prolazi preko ulaznih otvora cilindra i svetlost pada prvo na jedan, a zatim, nakon vremena Δt , na drugi otvor. Svetlosni signal, detektovan na fotomultiplikatoru, se kao električni signal vodi na osciloskop. Sa dobijenog oscilograma (Slika 2.2.3.) je moguće odrediti vremenski interval Δt . Vremenski interval $\Delta t_r = t_4 - t_3$ odgovara reflektovanom talasu, a interval $\Delta t_i = t_2 - t_1$ odgovara incidentnom talasu.

Vremenski interval Δt_r je meren na različitim mestima duž ose cevi, počevši od položaja reflektora, u koracima od 5 mm. Dobijene brzine fronta udarnog talasa, u funkciji od rastojanja od reflektora, su prikazane na Slici 2.2.4. Na osnovu ovih rezultata se može zaključiti da se u čistom vodoniku, pri niskom pritisku, brzina fronta udarnog talasa nakon odbijanja od reflektora povećava sa rastojanjem od reflektora.



Slika 2.2.3. Oscilogram optičkih signala detektovanih fotomultiplikatorom.

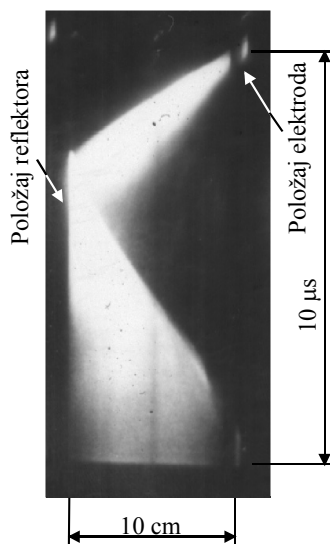
Eksperimentalne greške su procenjene na osnovu nesigurnosti pri određivanju Δx i Δt_r i iznose od 8% do 11%.



Slika 2.2.4. Eksperimentalno dobijene vrednosti brzine fronta reflektovanog udarnog talasa.

Za proveru rezultata dobijenih na opisani način su korišćene streak fotografije plazme u T-cevi (Slika 2.2.5.).

Na osnovu nagiba traga plazme na snimku je moguće proceniti brzinu kretanja udarnog talasa, ali je, usled teškoća pri određivanju nagiba, nesigurnost određivanja brzine fronta veća nego u ovde korišćenom metodu. Rezultati očitani sa streak snimka se ipak vrlo dobro slažu sa rezultatima dobijenim na osnovu oscilograma (Tabela 2.2.1.). Slaganje ovih rezultata je unutar 3%.



Slika 2.2.5. Streak fotografija plazme u T-cevi.

Tabela 2.2.1. Izmerene vrednosti brzine fronta reflektovanog udarnog talasa.

x (cm)	0.5	1.6	3.5	5.0
v_r (km/s) sa oscilograma	16.5	18.9	23.3	29.0
v_r (km/s) sa streak snimka	15.5	19.4	23.0	29.7

2.3. Procena brzine plazme iza fronta udarnog talasa

Nakon što front udarnog talasa prođe mesto posmatranja, čestice plazme nastavljaju da se kreću duž pravca i u smeru fronta. U ovom delu rada je određena vrednost brzine kretanja čestica gasa tj. plazme, v_{if} , u datoj tački iza fronta, pri različitim udaljenostima od fronta.

Prostiranje udarnog talasa je posmatrano u referentnom sistemu vezanom za front talasa, kao što je prikazano na Slici 1.1.1.b. U tom slučaju, brzina kojom gas utiče u front, v_1 , odgovara brzini prostiranja fronta reflektovanog udarnog talasa, v_r , a brzina udaljavanja čestica gasa od udarnog fronta je $v_2 = v_r - v_{uf}$. Čestice u samom frontu imaju brzinu v_{uf} (brzina v na Slici 1.1.1.b), a na nekoj udaljenosti iza fronta ta brzina opada na vrednost v_{if} . Veza između brzine v_{if} i izmerene brzine v_r se može dobiti iz Rankine-Hugoniotove jednačine za održanje mase (1.1.1.) (Zeldovich i Raizer [14]). Ako

se uzme da je $\rho = M/V$, i $V = 1/(N_e + N_0)$ raspoloživa zapremina po jednoj teškoj čestici, iz jednačine (1.1.1.) se dobija:

$$v_{uf} = \left[1 - \frac{(N_e - N_0)_2}{(N_e - N_0)_1} \right] v_r = \eta v_r. \quad (2.3.1.)$$

Pražnjenje je rađeno u vodoniku, pri pritisku od 300 Pa i naponu od 18 kV. Elektronska koncentracija N_e je određena spektroskopski, iz poluširine H_β linije (Griem [4], Djurović i dr. [56]), a koncentracija neutralnih atoma vodonika N_0 se može izračunati iz Saha jednačine. Vrednosti elektronske temperature su dobijene na osnovu odnosa intenziteta H_β linije i intenziteta kontinuuma (Griem [3]). Podaci potrebni za izračunavanje brzine čestica su dati u Tabeli 2.3.1.

Tabela 2.3.1. Potrebni eksperimentalni podaci.

x (mm)	Indeks	T (K)	N_e (10^{23} m^{-3})	N_0 (10^{23} m^{-3})	η
2	1	46400	12.021	0.130	0.72
	2	23000	3.165	0.203	
4	1	41800	11.005	0.141	0.73
	2	20800	2.756	0.266	
6	1	36800	10.013	0.150	0.76
	2	19400	2.190	0.268	
8	1	34400	9.011	0.162	0.79
	2	18700	1.600	0.330	

Kada je poznata brzina v_{uf} , brzina v_{if} se može odrediti na osnovu relacije (Denavit [57]):

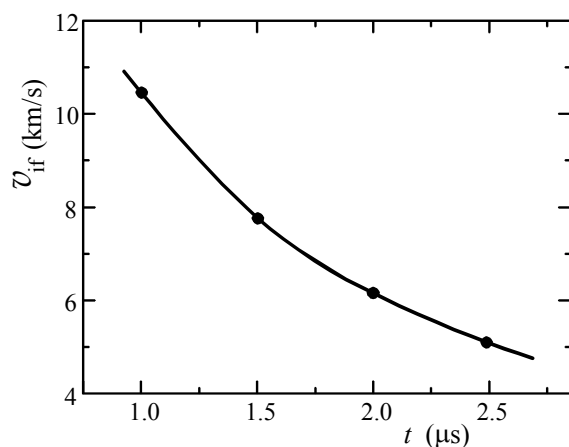
$$v_{if} = \frac{a}{x} v_{uf} \quad (2.3.2.)$$

gde je a udaljenost tačke u kojoj se vrši posmatranje od reflektora, a x pozicija reflektovanog fronta udarnog talasa u datom trenutku. U relaciji (2.3.2.) je pretpostavljeno da je brzina čestica posle fronta v_{if} , na reflektoru jednaka nuli i linearno se povećava sa udaljavanjem od reflektora, do brzine čestica u frontu v_{uf} , koji se nalazi na mestu x u datom trenutku.

Na osnovu podataka datih u Tabeli 2.3.1. je izračunata vremenska zavisnost brzine v_{if} u tački udaljenoj 4 mm od reflektora. Dobijene vrednosti v_{if} su prikazane na Slici 2.3.1.

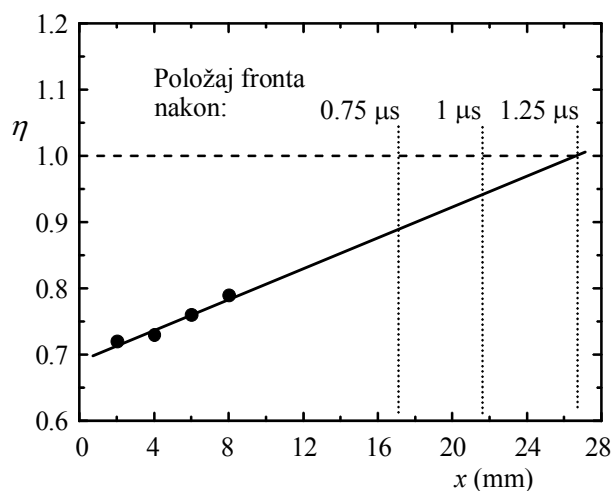
Greške načinjene pri ovom postupku iznose između 10% i 15%. Na osnovu date slike se može uočiti da se brzina čestica na mestu posmatranja smanjuje u toku vremena sa udaljavanjem fronta udarnog talasa.

Na osnovu Slike 2.2.4. i analize koeficijenta η (Tabela 2.3.1. i Slika 2.3.2.) se može zaključiti da se reflektovani talas ubrzava sa udaljavanjem od reflektora.



Slika 2.3.1. Vremenska zavisnost brzine toka čestica gasa iza fronta reflektovanog udarnog talasa.

Na Slici 2.3.2. je prikazan položaj fronta udarnog talasa u različitim vremenskim trenucima nakon što front prođe položaj $x = 4$ mm.



Slika 2.3.2. Promena koeficijenta η duž pravca prostiranja udarnog talasa.

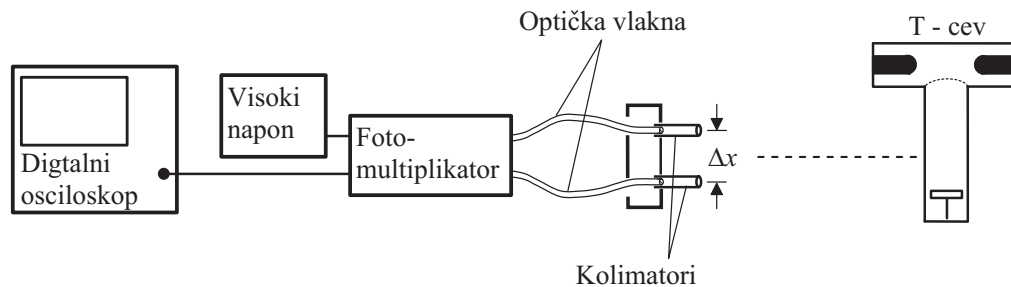
U ovom slučaju dolazi do izjednačavanja brzine čestica u frontu i brzine fronta udarnog talasa nakon $1.25 \mu\text{s}$, što je posledica smanjenja pritiska u tom delu T-cevi nakon prolaska incidentnog udarnog talasa. To znači da posle $1.25 \mu\text{s}$ nije više potrebno računati korekciju v_{uf} u odnosu na v_r (izraz (2.3.1.)).

2.4. Merenja brzine fronta incidentnog udarnog talasa

2.4.1. Zavisnost brzine incidentnog fronta od vrste gasa

Brzina fronta incidentnog talasa je merena u vodoniku, helijumu i argonu pri pritisku od 300 Pa i naponu pražnjenja od 20 kV. U ovom eksperimentu su korišćena dva optička vlakna usmerena prema bočnom delu T-cevi (Slika 2.4.1.1.).

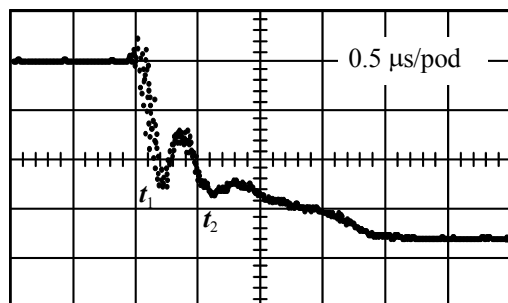
Na krajeve optičkih vlakana su postavljene uske kolimatorske cevi koje služe za ograničavanje prostornog ugla posmatranja. Rastojanje između ovih cevi iznosi $\Delta x = 9$ mm. Optička vlakna su povezana sa fotomultiplikatorom, čiji se električni signal vodi na osciloskop.



Slika 2.4.1.1. Eksperimentalna postavka za merenje brzine fronta incidentnog udarnog talasa.

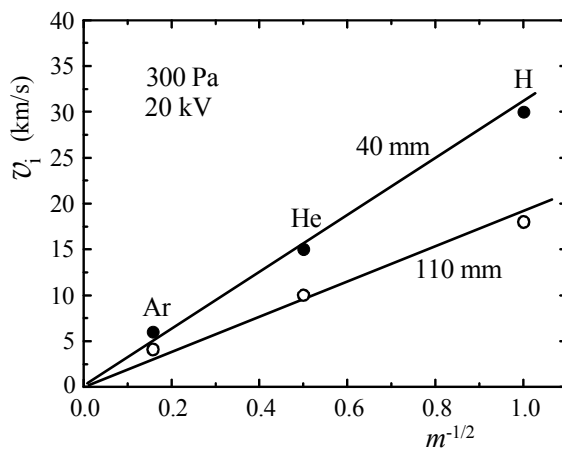
Oscilogram je prikazan na Slici 2.4.1.2. Vremenski interval Δt između trenutaka t_1 i t_2 , u kojima se javljaju maksimumi na oscilogramu, odgovara vremenu za koje front udarnog talasa pređe rastojanje između kolimatorskih cevi Δx .

Brzina fronta incidentnog udarnog talasa se računa kao $v_f = \Delta x / \Delta t$. Merenja su vršena u na rastojanjima od 40 mm i 110 mm od elektroda. U slučaju kada je T-cev bila ispunjena vodonikom, izvršeno je i jedno dodatno merenje na rastojanju od 80 mm od elektroda, radi dopune rezultata prikazanih kasnije na Slici 2.4.3.1. Dobijene vrednosti brzine fronta incidentnog talasa, za sva tri korišćena gasa, su prikazane na Slici 2.4.1.3. Procenjene eksperimentalne greške su u intervalu od 7% do 10%.



Slika 2.4.1.2. Oscilogram incidentnog udarnog talasa.

Prema relaciji (1.2.1.), elektromagnetna sila, koja stvara udarni talas, zavisi od jačine struje pražnjenja, odnosno energije koja se oslobodi pri pražnjenju između elektroda T-cevi. U skladu sa tim, i kinetička energija i brzina fronta incidentnog udarnog talasa zavise od energije pražnjenja. Kako je cilj ovog dela eksperimenta bilo utvrđivanje zavisnosti brzine incidentnog fronta od vrste gasa, energija pražnjenja i pritisak gasa su održavani konstantnim u svim merenjima i na taj način su eliminisani kao uzrok promene brzine.



Slika 2.4.1.3. Zavisnost brzine fronta incidentnog udarnog talasa od recipročne vrednosti kvadratnog korena mase atoma gasa.

Kinetička energija čestica u frontu ($E = mv_1^2/2$) zavisi od mase čestica i njihove brzine, t.j. od uložene energije. Kako je energija održavana konstantnom ovde je analizirana zavisnost $v_i \sim m^{-1/2}$ (Slika 2.4.1.3.). Linearna zavisnost v_i od $m^{-1/2}$ potvrđuje pretpostavku o odnosu uložene energije i mase čestica gasa.

Mogu se takođe izračunati i odnosi $m^{-1/2}$, kao i odnosi brzina v_i , za različite gasove u odnosu na vodonik, što je prikazano u Tabeli 2.4.1.1.

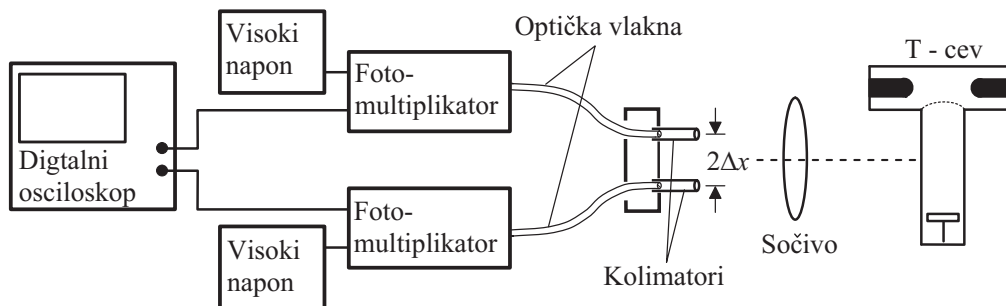
Tabela 2.4.1.1. Odnosi $m^{-1/2}$ i odnosi brzina v_i za različite gasove i za dva rastojanja od elektroda.

	$m_H^{-1/2}/m_{Ar}^{-1/2}$	$m_H^{-1/2}/m_{He}^{-1/2}$	$m_H^{-1/2}/m_H^{-1/2}$
	0.16	0.5	1
Rastojanje od elektroda	v_H/v_{Ar}	v_H/v_{He}	v_H/v_H
40 mm	0.18	0.5	1
110 mm	0.18	0.55	1

Odgovarajući odnosi masa i odnosi brzina su približno jednaki, kao što se vidi iz Tabele.

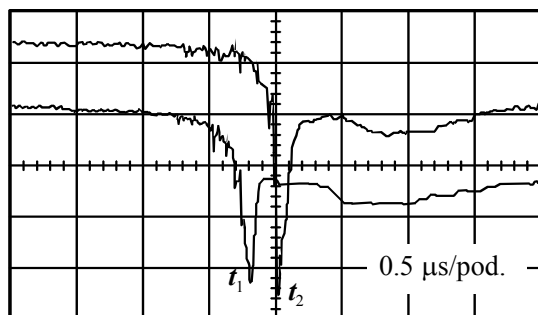
2.4.2. Zavisnost brzine fronta incidentnog udarnog talasa od početne energije

U ovom delu eksperimenta su za detekciju optičkog signala korišćena dva fotomultiplikatora (Slika 2.4.2.1.). Lik plazme sa svetlećim frontom udarnog talasa je projektovan na ravan u kojoj su postavljeni krajevi kolimatora optičkih vlakana. Rastojanje između kolimatorskih cevi je iznosilo 20 mm. S obzirom da je ostvareno uvećanje pri fokusiranju 1:2, ovo rastojanje odgovara rastojanju na osi cevi od $\Delta x = 10$ mm. Merenja su vršena na rastojanju 10 cm od elektroda. Signali sa fotomultiplikatora su vođeni na posebne kanale osciloskopa. Gas u cevi je bio čist vodonik, a pritisak u cevi 200 Pa. Napon pražnjenja je menjan od 10 kV do 28 kV, a na taj način i početna energija pražnjenja ($E = CU^2/2$).



Slika 2.4.2.1. Eksperimentalna postavka sa dva fotomultiplikatora.

Signali sa osciloskopa su prikazani na Slici 2.4.2.2. Prvi pik potiče sa vlakna koje je postavljeno bliže elektrodama, a drugi pik sa vlakna postavljenog dalje od elektroda.



Slika 2.4.2.2. Oscilogram signala dobijenih pomoću dva fotomultiplikatora.

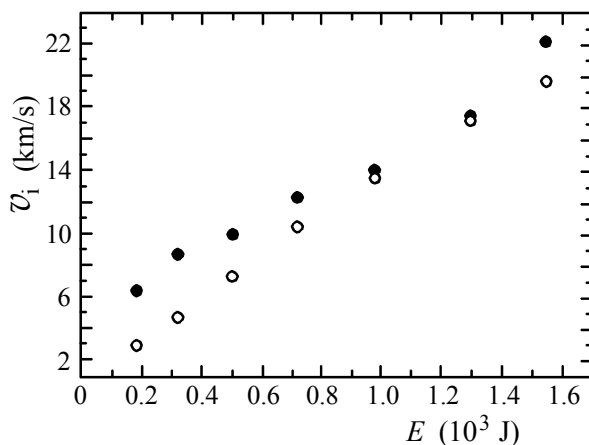
Pikovi dobijeni na ovaj način su bolje definisani od pikova snimljenih sa jednim fotomultiplikatorom.

Izmerene vrednosti brzine incidentnog fronta, za različite vrednosti početne energije, prikazane su tačkama na Slici 2.4.2.3. Na osnovu dobijenih rezultata se može zaključiti da je brzina fronta incidentnog udarnog talasa linearno srazmerna energiji pražnjenja. Eksperimentalne greške, procenjene na osnovu mernih nesigurnost za Δx i Δt , iznose od 5% do 8%.

Zavisnost brzine incidentnog fronta od energije pražnjenja je ispitana i računskim putem. Brzina v_i je izračunata na osnovu izraza:

$$F\Delta t = m\Delta v \quad (2.4.2.1.)$$

gde je m masa gasa u kojem se odigrava početno pražnjenje i ona je procenjena na osnovu pritiska, zapremine i temperature gasa između elektroda. Maksimalna jačina



Slika 2.4.2.3. Zavisnost brzine fronta incidentnog udarnog talasa od energije pražnjenja. Izmerene vrednosti brzine su predstavljene tačkama, a izračunate vrednosti kružićima.

struje pražnjenja I i vreme pražnjenja Δt su dobijeni na osnovu snimljene vremenske zavisnosti struje pražnjenja. Brzina fronta je nakon vremenskog intervala Δt jednaka $v_i = \Delta v$, ako se smatra je brzina fronta u početnom trenutku pražnjenja jednaka nuli. Vrednosti brzine koje su procenjene na ovaj način su prikazane kružićima na Slici 2.4.2.3. Iako je ovo gruba procena, rezultati su zadovoljavajući. Najveći deo nesigurnosti potiče od određivanja zapremine gasa u kojem se odigrava početno pražnjenje.

2.4.3. Zavisnost brzine fronta incidentnog udarnog talasa od rastojanja od elektroda

Na osnovu merenja brzine fronta incidentnog talasa na rastojanjima od 40 mm i 110 mm od elektroda (Slika 2.4.1.3.) može se zaključiti da ova brzina opada sa udaljavanjem od elektroda. Kako bi se objasnilo usporavanje fronta, potrebno je utvrditi teorijsku zavisnost brzine upadnog fronta od rastojanja od elektroda i uporediti je sa eksperimentalno dobijenim podacima.

Brzina fronta udarnog talasa u zavisnosti od rastojanja od elektroda se može proceniti na sledeći način. Može se smatrati da se front udarnog talasa ponaša kao klip koji se kreće brzinom v kroz fluid. Za veće brzine, sila otpora sredine je proporcionalna v^2 , pa se jednačina kretanja može napisati kao (Batchelor [58]):

$$\frac{dv}{dt} = -kv^2 \quad (2.4.3.1.)$$

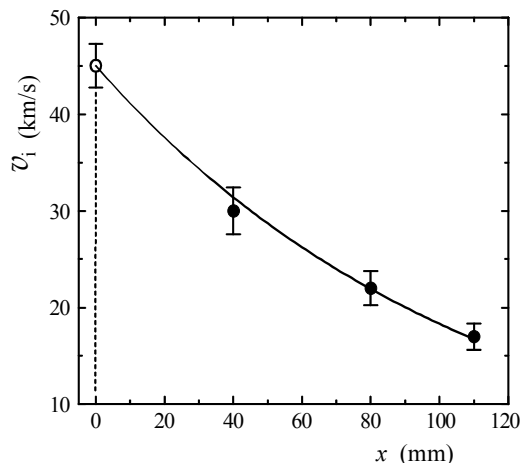
gde je k koeficijent izražen u mm^{-1} . Pod pretpostavkom da je u trenutku $t = 0$, $v = v_0$ i $x = 0$, rešenje gornje jednačine je:

$$v = v_0 e^{-kx} \quad (2.4.3.2.)$$

gde je x rastojanje od elektroda. Početna brzina se može izračunati iz jednačina (1.2.1.) i (2.4.2.1.), pri čemu se moraju uzeti u obzir parametri pražnjenja. Računato je za vodonik pod uslovima opisanim u Poglavlju 2.4.1., za jačinu struje pražnjenja od 53 kA. Izračunata vrednost početne brzine iznosi 45 km/s.

Na osnovu jednačine (2.4.3.2.) se dobija eksponencijalno smanjivanje brzine fronta sa udaljavanjem od elektroda. Ova zavisnost je fitovana na izmerene vrednosti brzine fronta na različitim udaljenostima od elektroda, što je prikazano na Slici 2.4.3.1. Kako brzina fronta na rastojanju $x = 0$ nije mogla biti izmerena, korišćena je izračunata

vrednost od 45 km/s. Kao što se može videti na slici, kriva fita se vrlo dobro slaže sa eksperimentalno dobijenim vrednostima, što potvrđuje i vrednost koeficijenta R^2 koja iznosi 0.997.



Slika 2.4.3.1. Zavisnost brzine fronta incidentnog talasa od rastojanja od elektroda. Tačke predstavljaju izmerene vrednosti, a kriva predstavlja fit funkcije (2.4.3.2.). Na poziciji $x = 0$ je prikazana izračunata vrednost početne brzine.

2.5. Hugoniotova kriva

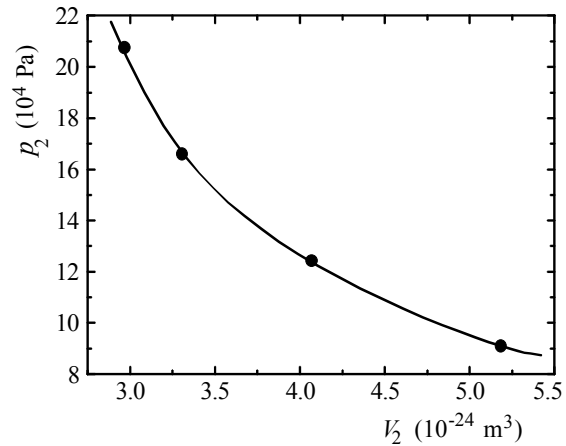
U ovom delu rada je proverena međusobna zavisnost pritiska i raspoložive zapremine po jednoj teškoj čestici. Veza između ovih veličina je data Hugoniotovom krivom, čiji eksplicitni oblik glasi (Zeldovich i Raizer [14]):

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{(\gamma + 1)V_1 - (\gamma - 1)V_2}{(\gamma + 1)V_2 - (\gamma - 1)V_1} \quad (2.5.1.)$$

Pritisak je računat kao $p = (2N_e + N_0)k_B T$, a zapremina kao $V = 1/(N_e + N_0)$. Podaci su uzeti iz Tabele 2.3.1. Položaju $x = 4$ mm odgovaraju vrednosti koncentracije čestica i temperature za indeks 1: $N_e = 11.005 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $N_0 = 0.141 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i $T = 41800$ K. U tom slučaju se plazma ponaša kao idealan gas pa se za odnos specifičnih toplota pri stalnom pritisku i stalnoj zapremini može uzeti da je $\gamma = 1.667$. Za uslove plazme $N_e = 2.756 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $N_0 = 0.266 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i $T = 20800$ K (indeks 2), γ iznosi 1.45 (Djurović i Pavlov [48]). Za niže temperature (npr. 20800 K), primenjena količina toplote na plazmu se troši ne samo na kinetičku energiju vodonikovih atoma, već i na ekscitacione i jonizacione procese. Ovo snižava odnos specifičnih toplota. Za više

temperature (npr. 41800 K), procesi jonizacije su skoro završeni i plazma se ponaša približno kao idealni gas. Navedeni uslovi važe za vodoničnu plazmu.

Na Slici 2.5.1. su prikazane eksperimentalne vrednosti pritiska i zapremine koji odgovaraju indeksu 2 i računane Hugoniotove krive (2.5.1.). Zavisnost pritiska od zapremine prati oblik Hugoniotove krive. Ostali parovi vrednosti pritiska i zapremine, za različite vrednosti x i odgovarajuće indekse pokazuju isto ponašanje.



Slika 2.5.1. Hugoniotova kriva.

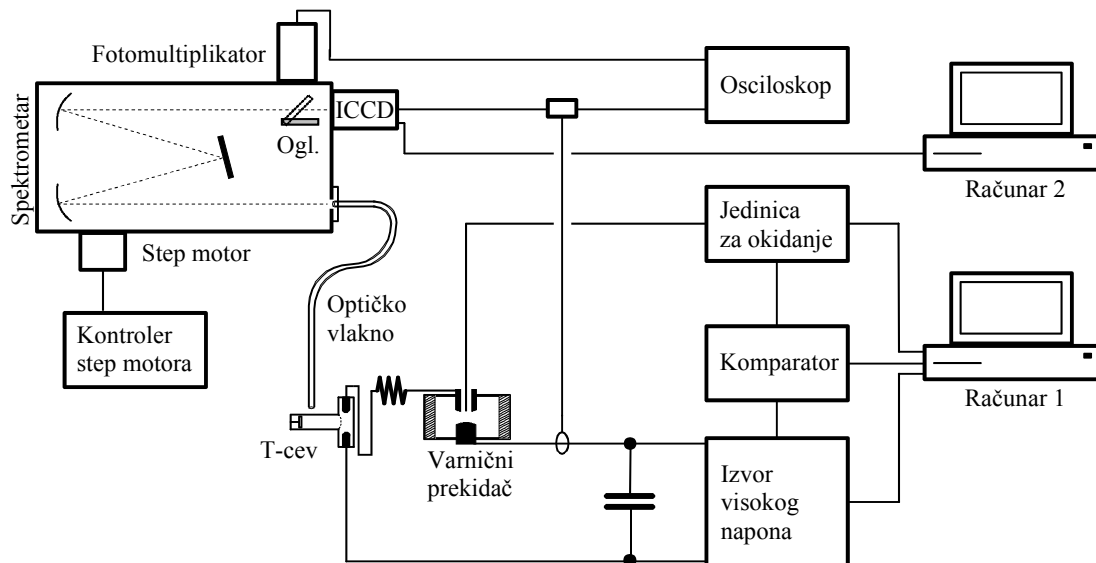
Desna strana jednačine (2.5.1.) daje odnos $p_2/p_1 = 8.29$, dok vrednosti pritisaka, računane preko $p = (2N_e + N_0)k_B T$, daju odnos $p_2/p_1 = 8.02$. S obzirom na to da su pritisak i zapremina po čestici direktno povezani sa uslovima za prostiranje udarnog talasa, ovo je dodatan dokaz kvaliteta predstavljenih rezultata.

Glava III

MERNI SISTEM

3.1. Eksperimentalna postavka

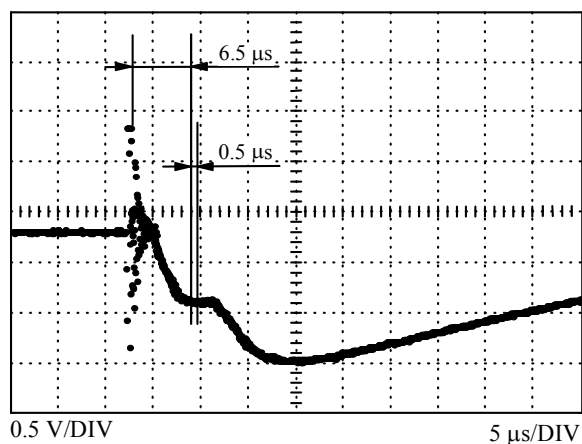
Šematski prikaz celokupne eksperimentalne postavke korišćene za snimanje spektralnih linija jonizovanih atoma kiseonika i silicijuma je dat na Slici 3.1.1. Lik plazme iz bočnog dela T-cevi se pomoću optičkog vlakna vodi na ulaznu pukotinu spektrometra. Mesto posmatranja plazme je 2 cm od reflektora. Širina ulazne pukotine je podešena na $30 \mu\text{m}$. Spektrometar je Czerny-Turnerovog tipa, sa fokalnom dužinom od 1 m. Kao disperzioni element služi difrakciona rešetka površine $120 \text{ mm} \cdot 140 \text{ mm}$, koja ima 1200 nareza po milimetru dužine. Inverzna linearna disperzija je 0.83 nm/mm . Korak step motora je 0.005 nm .



Slika 3.1.1. Šematski prikaz mernog sistema.

Zakretanje difrakcione rešetke se kontroliše pomoću step motora. Na jedan izlazni otvor spektrometra je postavljena ICCD (Intensified Charge-Coupled Device) kamera, a na drugi izlazna pukotina i fotomultiplikator. Prema tome, na CCD čip kamere pada zračenje šireg intervala talasnih dužina, dok na fotokatodu fotomultiplikatora pada približno monohromatsko zračenje. Zakretanjem ogledala na izlazu spektrometra zračenje se vodi na fotomultiplikator ili na ICCD kameru.

Signal sa fotomultiplikatora se vodi na osciloskop i omogućava praćenje vremenskog razvoja plazme. Ovaj signal je takođe sniman na rastojanju 2 cm od reflektora. To je položaj gde linije jonizovanog kiseonika i silicijuma imaju najveći intenzitet. Na osnovu dobijenog signala (Slika 3.1.2.) je za trenutak okidanja kamere odabrano $6.5 \mu\text{s}$ nakon početka pražnjenja, a za trajanje snimanja $0.5 \mu\text{s}$. Za okidanje kamere se koristi električni signal indukovano pomoću kalema Rogowskog. Ovaj signal kao i radno stanje kamere se prati na osciloskopu.

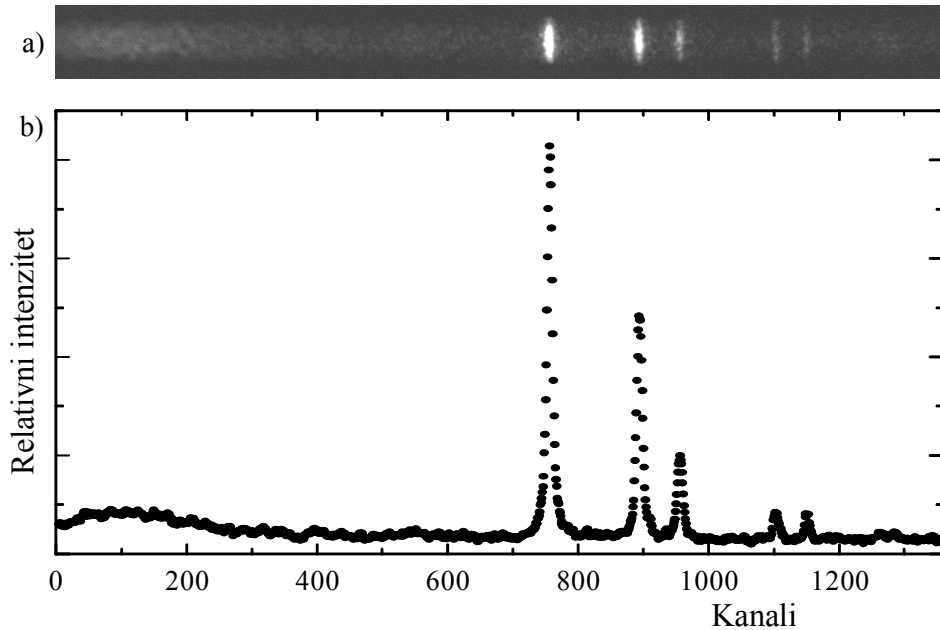


Slika 3.1.2. Vremenski razvoj intenziteta zračenja emitovanog iz plazme.

Pomoću ICCD kamere se dobijaju fotografije posmatranog dela spektra plazme i pomoću odgovarajućeg elektronskog sklopa šalju u Računar 2. Primer fotografije je prikazan na Slici 3.1.3a., a raspodela odgovarajućih spektralnih intenziteta je data na Slici 3.1.3b.

Na osnovu fotografije se pomoću posebnog računarskog programa dobija raspodela intenziteta po pikselima (Slici 3.1.3b.). Preračunavanje po talasnim dužinama je dato u Poglavlju 3.2.7.

Pražnjenje se kontroliše pomoću Računara 1 (Slika 3.1.1.), kao što je opisano u Glavi 1, Poglavlje 1.4. (Računar na Slici 1.4.1.).

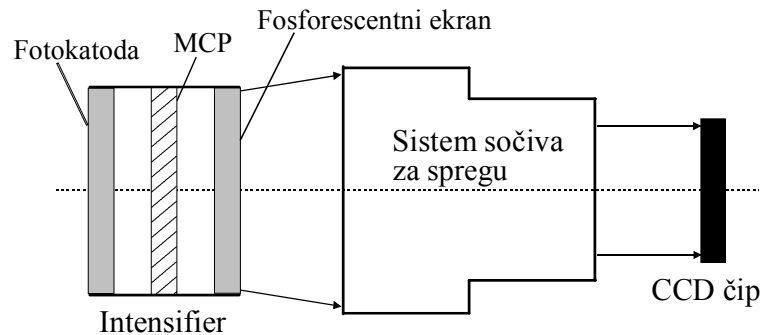


Slika 3.1.3. Primer dela spektra snimljenog ICCD kamerom. a) fotografija, b) raspodela intenziteta.

3.2. Povezivanje ICCD kamere i spektrometra

3.2.1. ICCD kamera

Kao detektor zračenja korišćena je ICCD kamera. Kamera se sastoji od pojačavača intenziteta upadnog zračenja (Intensifier), sistema sočiva i CCD čipa (Slika 3.2.1.1.)



Slika 3.2.1.1. Delovi ICCD kamere.

Pojačavač intenziteta ima površinu od 20 mm · 15 mm i sastoji se od tri jedinice: fotokatode (S25), mikrokanalske ploče (microchannel plate), u daljem tekstu MCP, i fosforescentnog ekrana. Ulazni prozor je od kvarca, a maksimum osetljivosti fotokatode odgovara talasnoj dužini od oko 500 nm [59]. Mikrokanalska ploča je jednostepena, a fosforescentni ekran je od materijala P43, sa staklenim izlaznim prozorom.

Optička sprega pojačavača sa CCD čipom je ostvarena sistemom od šest sočiva (f/0.8). Na CCD čipu se nalazi 1360 · 1024 piksela (1360 kanala i 1024 redova), a veličina jednog piksela je 4.7 μm · 4.7 μm. CCD jedinica ima digitalni izlaz od 14 bita. Kamera je povezana sa računarom putem CameraLink konekcije i frame grabbera, a upravljanje kamerom je ostvareno 4 Spec E softverom [59].

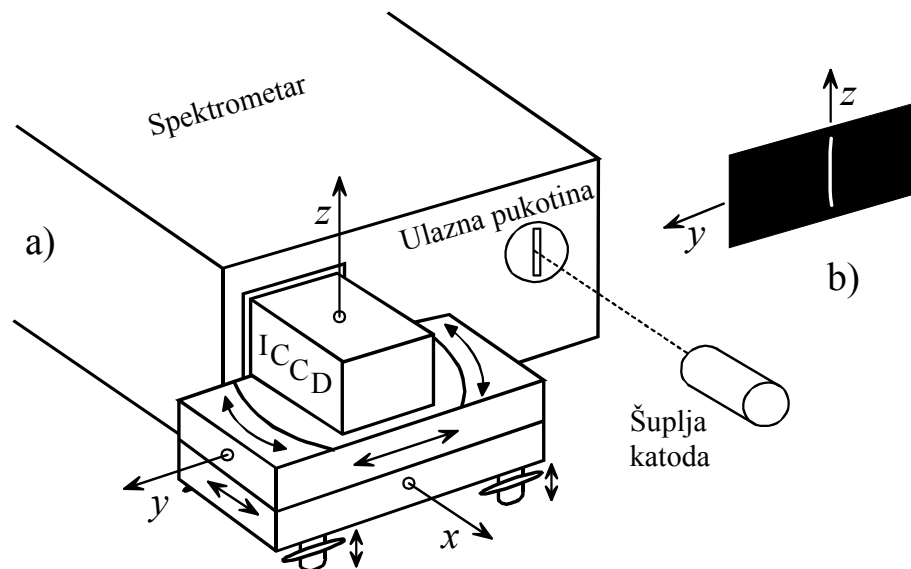
Montiranje i podešavanje kamere na izlaz spektrometra, kalibracija po talasnim dužinama, spektralna osetljivost sistema kao i karakterizacija instrumentalnog profila su od izuzetnog značaja za upotrebu ICCD kamere u spektroskopske svrhe. Svaka distorzija eksperimentalnih profila mora biti izbegnuta ili svedena na minimum

3.2.2. Pozicioniranje kamere

Pravilno postavljanje i pozicioniranje kamere je nepohodno radi postizanja dobre rezolucije. Pri idealnom položaju kamere, svetlosni snop na izlaznom otvoru monohromatora treba da pada pod pravim uglom na ravan pojačavača intenziteta, bude fokusiran na tu ravan, i da lik ulazne pukotine na CCD čipu bude paralelan kanalima čipa. Usled aberacija spektrometra i kamere i zakrivljenosti fokalne ravni spektrometra, nije moguće postaviti kameru u idealan položaj (Savić i dr [60, 61]).

Za precizno pozicioniranje kamere je korišćen *xyz* nosač, koji omogućava translatorno i rotaciono pomeranje kamere duž i oko tri ose (Slika 3.2.2.1.). Kao kriterijum za pravilno pozicioniranje kamere mogu da posluže profili spektralnih linija emitovanih iz šuplje katode. Kod ovog izvora su efekti širenja spektralnih linija zanemarljivi pa se snimljeni profil linije može uzeti kao čist instrumentalni profil.

Prvo je izvršeno grubo pozicioniranje kamere. Zakretanjem rešetke spektrometra je odabrana spektralna linija iz šuplje katode, dovedena na sredinu izlaznog otvora spektrometra, a zatim je kamera pomerana duž *y*- i *z*- ose dok spektralna linija nije dovedena na sredinu CCD čipa (Slika 3.2.2.1.b). Nakon toga je kamera pomerana duž *x*-ose u koracima, a profil spektralne linije posmatran na različitim pozicijama. Za položaj

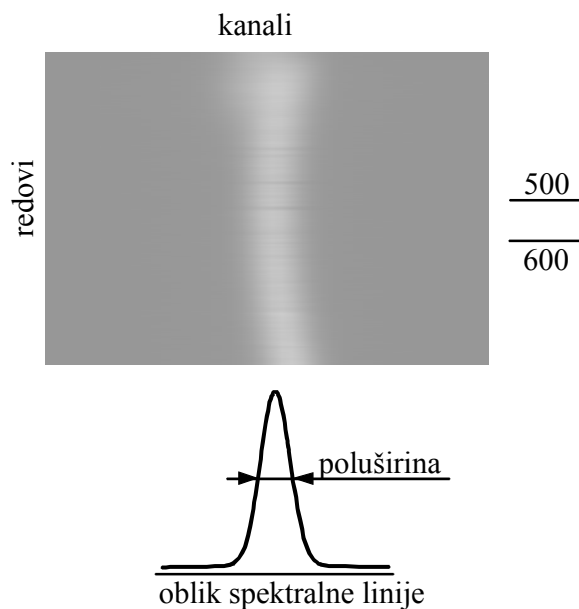


Slika 3.2.2.1. Postavka ICCD kamere. a) Pravac izlaznog zraka odgovara x -osi, y -osa je paralelna redovima, a z -osa kanalima CCD čipa i ulaznoj pukotini spektrometra. b) Položaj lika ulazne pukotine na CCD čipu.

kamere na x -osi je odabrana pozicija na kojoj je širina spektralne linije minimalna. Zatim je kamera rotirana oko y -ose dok širina spektralne linije na donjem delu CCD čipa nije izjednačena sa širinom linije na gornjem delu.

Fino podešavanje je izvršeno na sličan način. Počevši od pozicije do koje se došlo grubim podešavanjem, kamera je pomerana u pozitivnom i negativnom smeru x -ose u deset koraka od po 0.1 mm. Na svakoj od ovih pozicija je načinjen snimak spektralne linije. Na snimljene raspodele intenziteta spektralne linije fitovan je Gaussov profil kako bi se odredile poluširine linija. Poluširina spektralne linije treba da je minimalna kada je lik ulazne pukotine oštar. Rotacijom oko z -ose se ravan čipa dovodi u položaj izlazne ravni spektrometra. Svako pomeranje oko ili duž jedne ose izaziva i mala pomeranja u odnosu na druge ose. Zbog toga je neophodan iterativan pristup finom podešavanju položaja kamere. Tek nakon nekoliko ponavljanja opisanog postupka može se postići optimalan položaj kamere.

Fotografija spektralne linije je blago zakrivljena (Slici 3.2.2.2.), slično kao u radu Peláez i dr. [13]. To je karakteristika spektralnog uređaja.



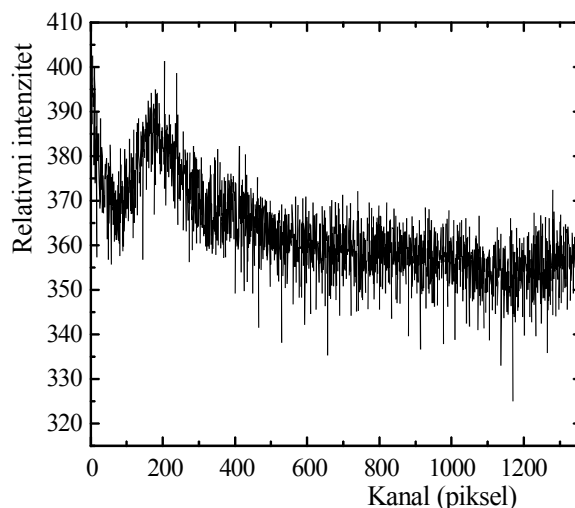
Slika 3.2.2.2. Primer fotografije i oblika spektralne linije očitane između 500. i 600. reda CCD čipa.

U svrhu snimanja spektralnih linija dovoljno je snimati profil, na primer, između 500. i 600. reda CCD čipa. To je dovoljan visinski interval (redovi) u kojem je zakrivljenost potpuno zanemarljiva.

3.2.3. Podešavanje ulazne pukotine i karakterizacija instrumentalnog profila

Optimalna širine ulazne pukotine je odabrana na osnovu upoređivanja poluširina spektralne linije Pb I 405.78 nm emitovane iz šuplje katode. Profil linije je sniman pri različitim vrednostima širine ulazne pukotine. Za širine ulazne pukotine od 5 μm do 30 μm , poluširina spektralne linije se vrlo malo menja. Pri širinama pukotine većim od 30 μm , poluširina spektralne linije raste. U skladu sa tim je vrednost od 30 μm uzeta kao optimalna širina ulazne pukotine, jer obezbeđuje minimalnu širinu instrumentalnog profila uz dovoljno visok nivo signala. Instrumentalno širenje spektralne linije je karakteristika isključivo spektralnog uređaja. Pre snimanja instrumentalnog profila snimljen je signal koji kamera detektuje u odsustvu zračenja izvora (Slika 3.2.3.1.). Na slici se uočava drugačiji odziv CCD čipa (šum) od 1. do 400. kanala.

Instrumentalni profil je sniman na različitim kanalima duž CCD čipa (Slika 3.2.3.2.). Intenzitet očitani sa svakog od kanala CCD čipa je korigovan na šum. Ovaj



Slika 3.2.3.1. Odziv kamere pri odsustvu zračenja izvora.

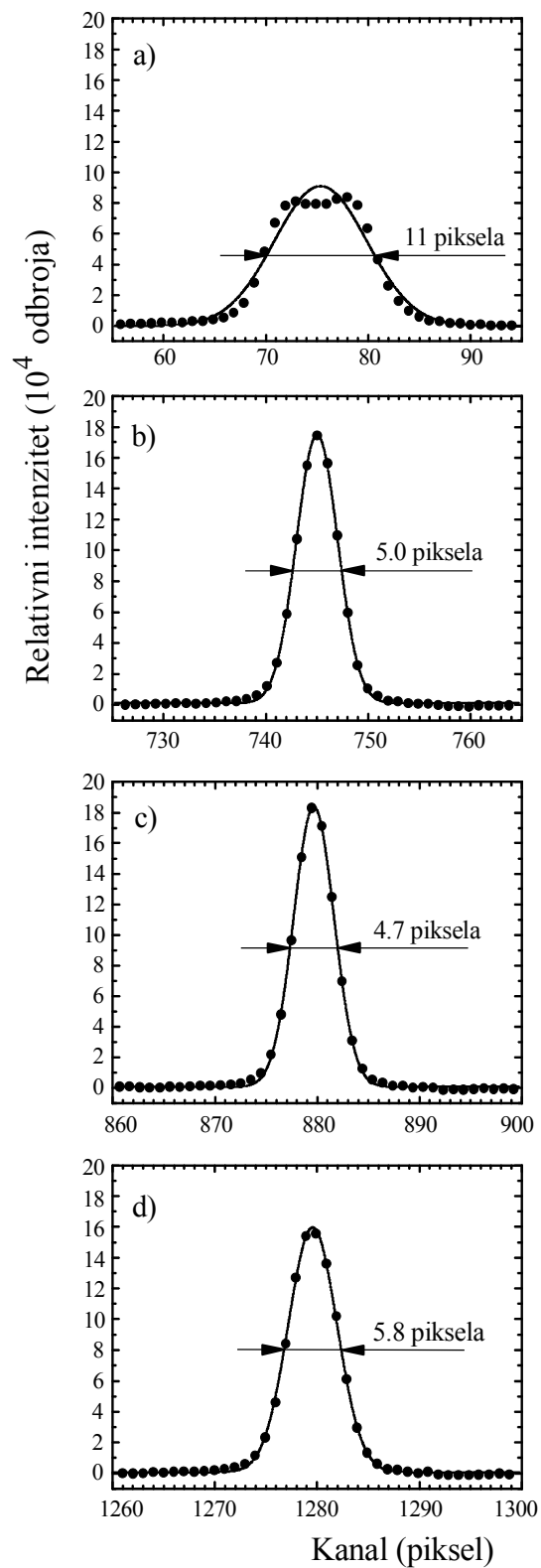
intenzitet je dobijen kao usrednjeni signal sa 100 redova tog kanala, očitani između 500. i 600. reda CCD čipa. Profili koji su snimljeni između 400. i 1360. kanala imaju Gaussov oblik. Profili snimljeni od 400. do 1. kanala sve više odstupaju od Gaussovog profila. Osim toga, linije snimljene na kanalima blizu kraja čipa mogu imati i profile sa dva maksimuma.

Na Slici 3.2.3.2. je prikazan profil linije Pb I 405.78 nm, snimljene na četiri različita položaja na čipu. Mogu se uočiti velike promene oblika profila spektralne linije i njene poluširine u zavisnosti od dela čipa na kojem je snimljena.

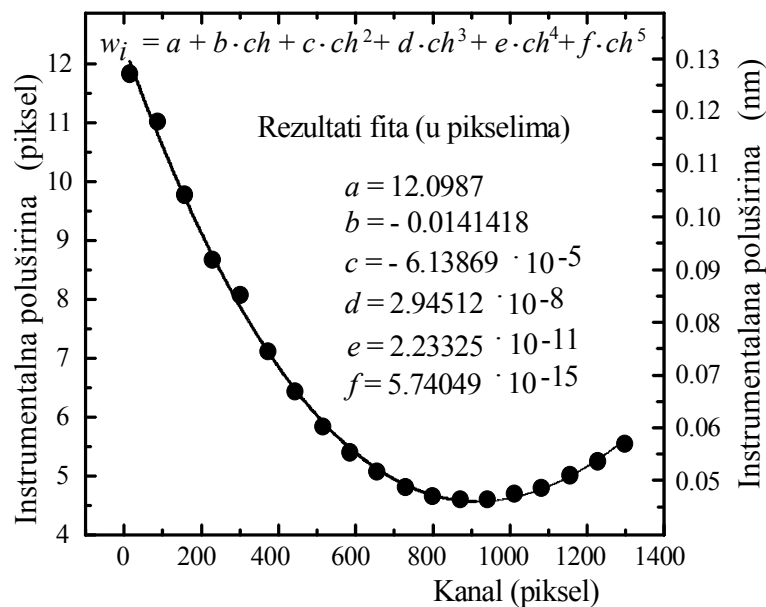
Zavisnost poluširine linije od položaja na CCD čipu je prikazana na Slici 3.2.3.3. Prikazani podaci se mogu fitovati polinomom 5. reda. Na osnovu fita se može zaključiti da poluširina snimljene spektralne linije dostiže minimalnu vrednost na 890. kanalu čipa, a povećava se ka periferijama čipa.

Najveće vrednosti poluširina su praćene odstupanjem od Gaussovog profila i dobijene su u oblasti od 1 do 400. kanala. U istom intervalu šum kamere pokazuje odstupanje u odnosu na ostale kanale (Slika 3.2.3.1.).

Na osnovu izloženog sledi da oblast od 1. do 400. kanala čipa ne treba koristiti za snimanje spektralnih linija. Može se koristiti cela oblast od 400. do 1360. kanala CCD čipa, pri čemu je najoptimalnija uska oblast oko 890. kanala. Poluširine instrumentalnog profila, w_i , za ulaznu pukotinu od 30 μm , u upotrebljivoj oblasti se kreću od 4.6 piksela (0.045 nm) do 6.8 piksela (0.070 nm) (Slika 3.2.3.3.).



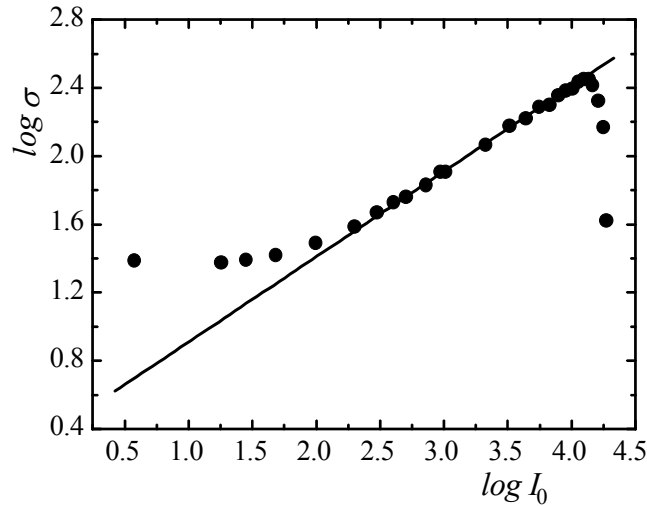
Slika 3.2.3.2. Instrumentalni profil linije Pb I 405.78 nm, snimljene na različitim delovima CCD čipa. Tačke predstavljaju eksperimentalno dobijene vrednosti intenziteta, a pune linije predstavljaju fitovani Gaussov profil.



Slika 3.2.3.3. Zavisnost poluširine instrumentalnog profila od položaja na CCD čipu.

3.2.4. PTC kriva

Kriva prenosa fotona PTC (Photon Transfer Curve) je značajna karakteristika ICCD kamere. PTC kriva u osnovi definiše odnos šuma i signala (Janesick [62]). Za snimanje PTC krive je korišćena šuplja katoda. Spektralna linija, Pb I 405.78 nm, je snimana pri različitim vremenima ekspozicije. Za svaku vrednost vremena ekspozicije je načinjeno hiljadu snimaka spektralne linije, za koje je zatim računata srednja vrednost maksimalnog intenziteta, I_0 , i standardne devijacije, σ . Spektralna linija je snimana na 890. kanalu, a intenzitet je očitavan od 500. do 600. reda čipa. Napon na mikrokanalnoj ploči je bio konstantan u toku merenja i iznosio je 750 V, pa je i pojačanje bilo konstantno. PTC kriva, definisana kao odnos $\log \sigma$ i $\log I_0$, prikazana je na Slici 3.2.4.1. Horizontalni deo krive, koji se prostire do vrednosti $\log I_0 = 2.0$, odgovara šumu i u vezi je sa izlaznim pojačavačem CCD čipa i elektronikom za obrađivanje signala. Linearni deo PTC krive ima nagib od 0.5 i odgovara delu koji ne potiče od kamere već je osobina izvora svetlosti. Na Slici 3.2.4.1. se uočava oblast u kojoj kriva naglo počinje da opada. U toj oblasti pojedinačni pikseli više ne mogu da zadrže dodatne količine naelektrisanja, pa dolazi do „prelivanja“ naelektrisanja u susedne piksele. Tada dolazi do saturacije piksela.



Slika 3.2.4.1. PTC kriva za merenja između 500. i 600. reda.

3.2.5. Zavisnost detektovanog intenziteta od napona na mikrokanalnoj ploči i pojačanja na CCD čipu

Svetlost koja pada na CCD čip kamere dovodi do stvaranja električnog signala koji je srazmeran intenzitetu upadne svetlosti. Dobijeni električni signal se može uvećati naponom na mikrokanalnoj ploči (U_{MCP}) i naponskim pojačanjem CCD čipa. Pojačanje signala zavisi približno eksponencijalno od primenjenog napona [59].

Za proveru zavisnosti intenziteta detektovanog signala od napona na mikrokanalnoj ploči korišćena je spektralna linija Pb I 405.78 nm iz šuplje katode. Vreme ekspozicije i pojačanje na CCD čipu su održavani konstantnim. Vreme ekspozicije je bilo 700 μ s, a pojačanje 10 dB. Snimljeni profili spektralne linije su fitovani pomoću dve Gaussove funkcije, jedne idealne i jedne modifikovane (Bell i dr [63]):

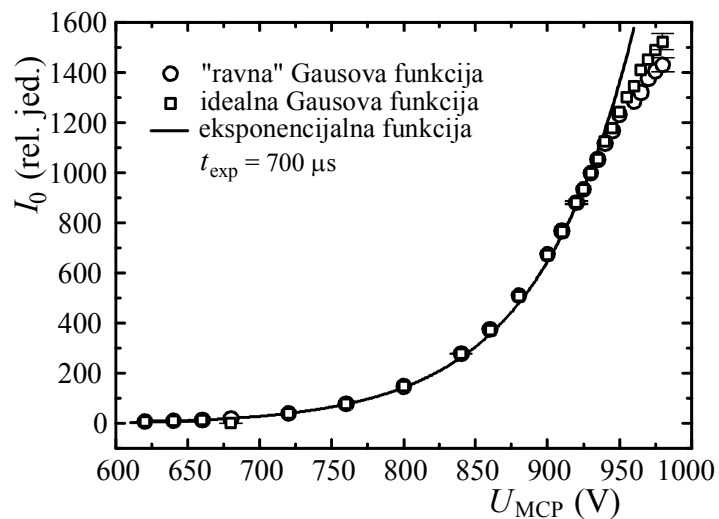
$$I_{\lambda} = I_0 \exp \left\{ -\ln 2 \cdot \left[4 \frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{w^2} \right]^s \right\} \quad (3.2.5.1.)$$

gde je I_{λ} intenzitet na talasnoj dužini λ , I_0 maksimalni intenzitet, λ_0 centralna talasna dužina, a w poluširina profila spektralne linije. Za $s < 1$ funkcija (3.2.5.1.) je „oštra“, za $s = 1$ standardna, a za $s > 1$ „ravna“ Gaussova funkcija.

Parametar s je veličina koja ukazuje na odstupanje profila od idealnog Gaussovog oblika. Poznavanje ovog parametra je značajno u nekim graničnim slučajevima kada

distorzija nije očigledna. Uzrok distorzije profila može biti u izvoru koji emituje to zračenje, saturaciji CCD čipa ili ako je profil sniman na poziciji ispod 400. kanala.

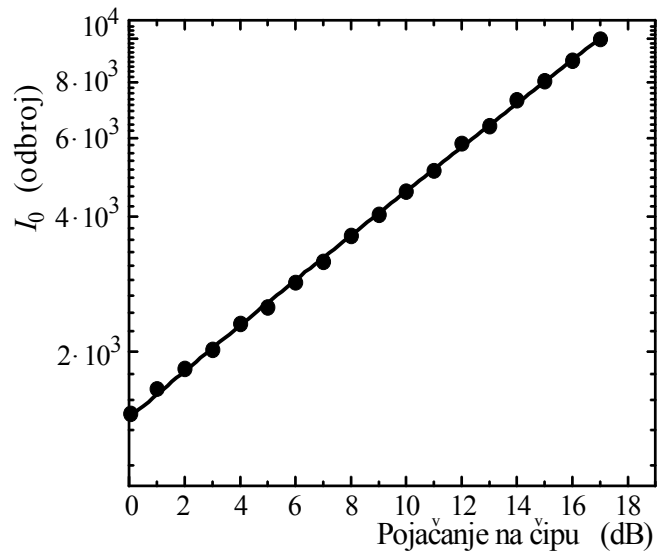
Zavisnost maksimalnih intenziteta linije od vrednosti napona na mikrokanalnoj ploči je predstavljena na Slici 3.2.5.1. Maksimumi intenziteta su dobijeni iz fite funkcije (3.2.5.1.) na eksperimentalni profil. Na osnovu prikazanih podataka se može zaključiti da je dobijena zavisnost eksponencijalna do vrednosti $U_{MCP} = 950$ V. Nakon toga se primećuje odstupanje eksperimentalno dobijenih intenziteta od eksponencijalne krive. Može se zaključiti da, za dati intenzitet signala, iznad napona od 950 V dolazi do saturacije.



Slika 3.2.5.1. Zavisnost snimljenog intenziteta od napona na mikrokanalnoj ploči.

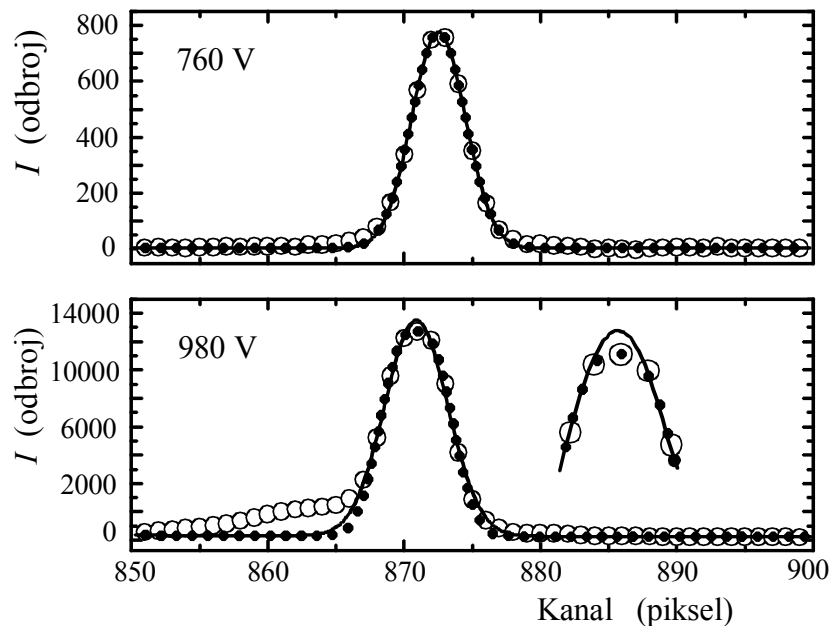
Zavisnost detektovanog intenziteta od pojačanja na CCD čipu je snimana pri konstantnoj vrednosti U_{MCP} i konstantnom vremenu ekspozicije (t_{exp}). Spektralna linija Pb I 405.78 nm je snimana pri različitim zadatim vrednostima pojačanja na čipu. Dobijena zavisnost je linearna i prikazana je na Slici 3.2.5.2. U ovim merenjima je vrednost pojačanja na CCD čipu povećavana do 17 dB, s obzirom da maksimalna dozvoljena vrednost iznosi 20 dB. Vrednost naponskog pojačanja na čipu treba odabrati tako da odnos signal/šum bude optimalan. Za sva merenja, koja su opisana u ovom radu, je korišćeno naponsko pojačanje od 10 dB.

Pojačanje na mikrokanalnoj ploči, osim na očitani intenzitet linije (Slika 3.2.5.1.), utiče i na oblik profila linije. Profil spektralne linije Pb I 405.78 nm je snimljen za dve



Slika 3.2.5.2. Maksimum intenziteta linije Pb I 405.78 nm u funkciji pojačanja na CCD čipu.

različite vrednosti U_{MCP} , pri identičnim ostalim uslovima. Na dobijene eksperimentalne profile su fitovane idealna i modifikovana Gaussova funkcija (Slika 3.2.5.3).

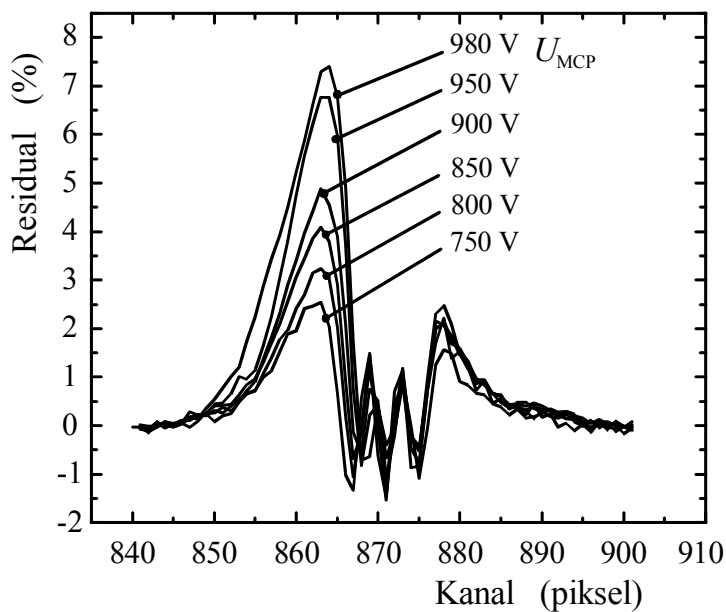


Slika 3.2.5.3. Profili linije Pb I 405.78 nm snimljeni pri različitim vrednostima U_{MCP} . Punom linijom je predstavljen standardni fit Gaussove funkcije, tačkama rezultati fita modifikovane Gaussove funkcije, a kružićima eksperimentalni profili.

Pri manjem pojačanju ($U_{MCP} = 760 \text{ V}$) idealna i modifikovana Gaussova funkcija se poklapaju i dobro se slažu sa eksperimentalnim tačkama. Pri većem pojačanju ($U_{MCP} = 980 \text{ V}$) je primetna distorzija levog krila eksperimentalnog profila. Iako se, osim levog krila, eksperimentalni profil može dobro opisati i idealnom i modifikovanom Gaussovom funkcijom, njegov centralni deo se bolje slaže sa modifikovanom Gaussovom funkcijom (uvećani deo na Slici 3.2.5.3.), što je posledica blage saturacije maksimuma eksperimentalnog profila. Ta saturacija se, međutim, ne javlja zbog velikog broja detektovanih fotona, već je posledica visokog napona U_{MCP} . Ovo je provereno tako što je maksimalni intenzitet snimljene spektralne linije održavan konstantnim, a vrednosti U_{MCP} i vremena ekspozicije su menjane. Na osnovu tih merenja je zaključeno da čak i pri malim vremenim ekpozicije dolazi do distorzije levog krila linije. Najbolja ilustracija ove pojave se dobija pomoću reziduuma R:

$$R = \frac{I_{exp}^C - I_{fit}^C}{I_{ofit}} \cdot 100 \quad (3.2.5.2.)$$

gde je I_{exp}^C eksperimentalno dobijen intenzitet na određenom kanalu, I_{fit}^C intenzitet fita na tom kanalu, a I_{ofit} maksimalni intenzitet fita. Izračunati reziduumi su prikazani na Slici 3.2.5.4. Može se uočiti da reziduumi na levom krilu linije rastu sa povećanjem U_{MCP} .

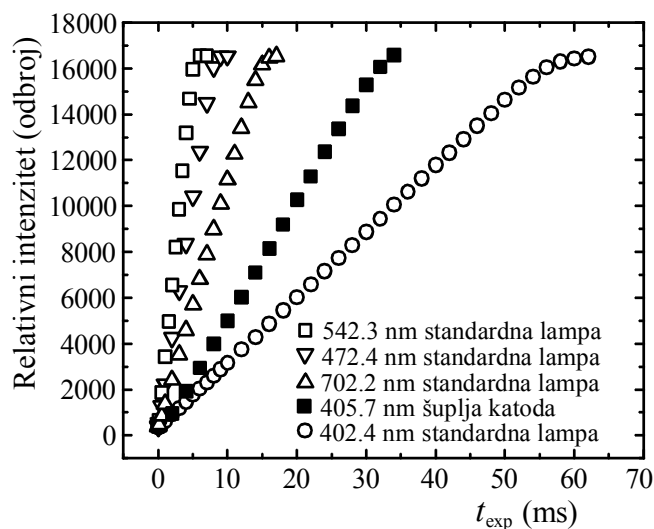


Slika 3.2.5.4. Izračunate vrednosti reziduala za različite vrednosti U_{MCP} .

3.2.6. Određivanje granice linearnosti

Ukoliko intenzitet upadnog zračenja nije suviše visok, očitana vrednost signala na izlazu kamere je linearno srazmerna broju upadnih fotona. Kada intenzitet upadnog zračenja poraste iznad neke vrednosti, pomenuta zavisnost više nije linearna i očitana vrednost signala više ne odgovara realnoj vrednosti jer je došlo do saturacije detektora. Zbog toga je potrebno znati granicu iznad koje vrednosti očitano signala počinje saturacija.

Očitana vrednost signala, za dati intenzitet zračenja, zavisi od napona na mikrokanalnoj ploči, pojačanja na CCD čipu i vremena ekspozicije. Granica do koje pikseli pokazuju linearan odziv na intenzitet predstavlja granicu saturacije i eksperimentalno je određena na sledeći način. Kao izvori svetlosti su korišćene šuplja katoda i standardna lampa sa volframskom trakom. Snimana je zavisnost detektovanog intenziteta zračenja od vremena ekspozicije, na različitim kanalima CCD čipa. Intenzitet spektra standardne lampe je sniman na različitim talasnim dužinama, ali na jednom kanalu CCD čipa. Rezultati merenja predstavljaju prosečne intenzitete po jednom pikselu, koji su očitani iz intervala od 500. do 600. reda CCD čipa. Dobijena zavisnost intenziteta od vremena ekspozicije je prikazana na Slici 3.2.6.1. Na osnovu prikazanih podataka se može zaključiti da saturacija nastupa pri odbrojima većim od $1.6 \cdot 10^4$ po pikselu, za sve merene talasne dužine.



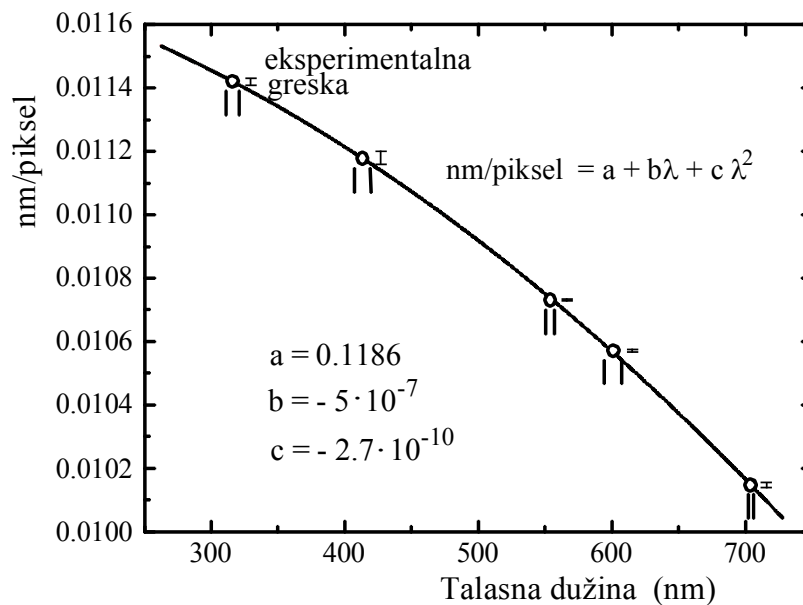
Slika 3.2.6.1. Zavisnost odbroja od vremena ekspozicije, pri različitim talasnim dužinama svetlosti.

Podaci koji su dobijeni u merenjima sa standardnom lampom su očitani na 890. kanalu CCD čipa, a podaci koji se odnose na liniju Pb I 405.7 nm su očitani na 870. kanalu. Slični rezultati su dobijeni i za ostale kanale CCD čipa.

3.2.7. Kalibracija po talasnim dužinama

Razlaganje zračenja u spektrometru dovodi do osvetljavanja različitih kanala CCD čipa zračenjem različitih talasnih dužina, pa za dati položaj rešetke svakom kanalu čipa odgovara određena vrednost talasne dužine. Spektralni interval zračenja koje pada na čip je određen širinom čipa i osobinama spektralnog uređaja.

Da bi se omogućila identifikacija spektralnih linija i određivanje njihovih poluširina, potrebno je kalibrisati kanale CCD čipa po talasnim dužinama, odnosno odrediti zavisnost broja nanometara po jednom kanalu (nm/kanalu) za različite oblasti talasne dužine. Kao izvor svetlosti u postupku kalibracije je korišćena šuplja katoda. U spektralnim oblastima 310-320 nm, 405-419 nm i 550-557 nm su korišćene spektralne linije Mo I, a u oblastima 594-608 nm i 702-706 nm su korišćene linije Ne I. Na snimljene spektralne linije je zatim fitovan Gaussov profil. Razlike u položajima, tj. kanalima, na CCD čipu se mogu precizno preračunati u razlike u talasnim dužinama. Za identifikaciju spektralnih linija i određivanje rastojanja između njih su korišćeni podaci iz NIST baza podataka [64]. Rezultati izvršene kalibracije su prikazani na Slici 3.2.7.1.



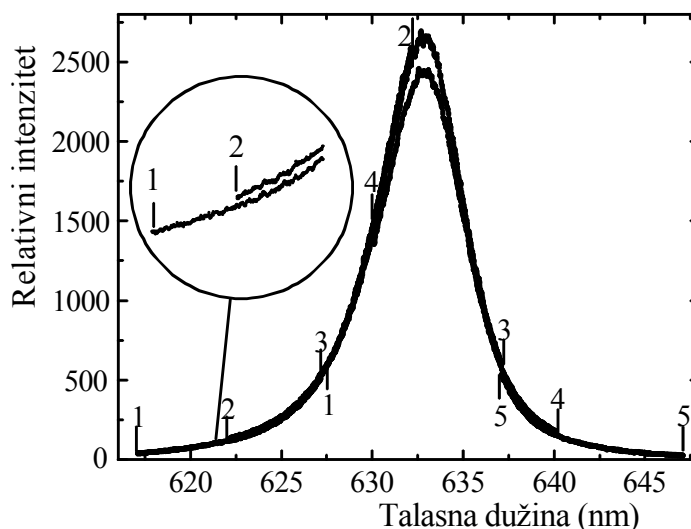
Slika 3.2.7.1. Kalibracija kanala CCD čipa po talasnim dužinama.

Vertikalnim linijama su označeni spektralni intervali u kojima je vršeno snimanje, a za položaj spektralnog intervala je uzeta sredina intervala. Odnos nm/kanalu je dobijen na osnovu pozicija spektralnih linija. Sa Slike 3.2.7.1. se može videti da vrednost odnosa nm/kanalu opada za oko 10% u intervalu talasne dužine od 300-700 nm.

Izmerene veličine su fitovane polinomom drugog reda. Rezultati fita i standardne greške su takođe prikazani na Slici 3.2.7.1. Apsolutne vrednosti talasnih dužina se mogu dobiti snimanjem poznatih spektralnih linija na istoj poziciji rešetke spektrometra.

3.2.8. Korekcije oblika spektralnih linija

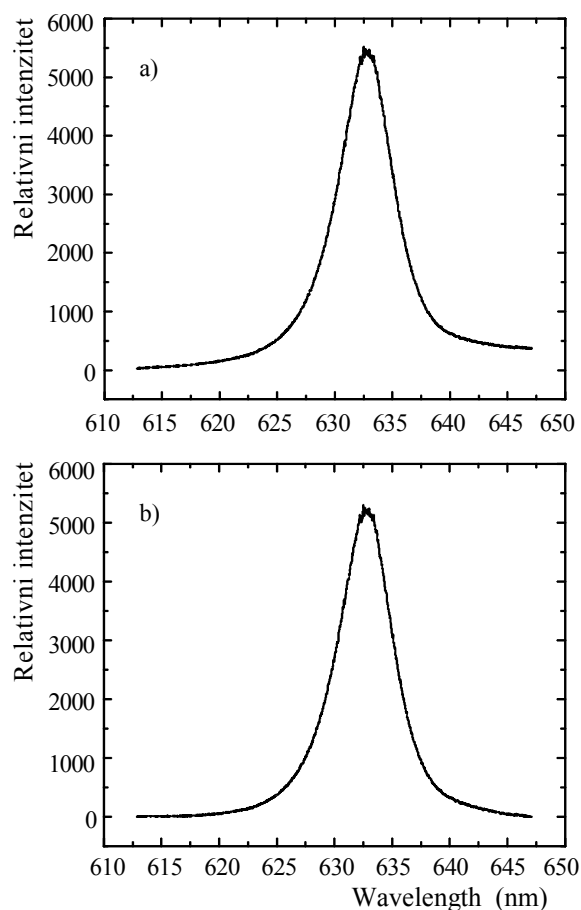
Ukoliko je širina ispitivanog spektralnog intervala veća od širine CCD čipa, spektar se može rekonstruisati iz dva ili više spektralnih intervala koji odgovaraju širini čipa. Pojedine spektralne linije vodonika ili helijuma, emitovane iz plazme, mogu takođe biti toliko široke da ih nije moguće snimiti u opsegu koji pokriva širina čipa. Za opis postupka rekonstrukcije korišćen je spektar svetleće diode koji ima oblik široke spektralne linije (Slika 3.2.8.1.).



Slika 3.2.8.1. Spektar svetleće diode koji je snimljen na pet različitih položaja difrakcione rešetke.

Snimanje pojedinačnih delova spektra ili spektralne linije se vrši tako da se spektralni intervali susednih snimaka delimično preklapaju, a prvih 400 kanala svakog snimka se odbacuje usled nedostataka opisanih u Poglavlju 3.2.3. Kako intenziteti preklapajućih delova spektra nisu jednaki, rekonstrukciju spektralne linije nije moguće

izvršiti jednostavnim spajanjem susednih snimaka, već je neophodno izvršiti korekciju intenziteta snimljenih delova u celokupnom spektralnom intervalu od interesa. Kada se na izlazu spektrometra nalazi pukotina, ugao između zraka koji pada na difrakcionu rešetku i zraka koji pada na izlaznu pukotinu je konstantan i ne zavisi od položaja difrakcione rešetke. Kako kod spektrometara sa ICCD kamerom nema izlazne pukotine, centralni kanal CCD čipa odgovara položaju na kojem bi se nalazila izlazna pukotina, a svi ostali kanali čipa odgovaraju drugačijim talasnim dužinama i uglovima. Prema tome, ako se intenzitet zračenja date talasne dužne snimi na različitim delovima CCD čipa, ti intenziteti su snimljeni pod različitim uglovima i, usled toga, nisu jednaki. Više detalja se može naći u radu Gaigalas i dr. [65], gde je predložena i detaljno opisana procedura za spajanje i korekciju delova spektra koji su snimljeni pri različitim položajima difrakcione rešetke. U ovom radu je korišćen taj postupak.



Slika 3.2.8.2. Rekonstruisani profil spektra svetleće diode

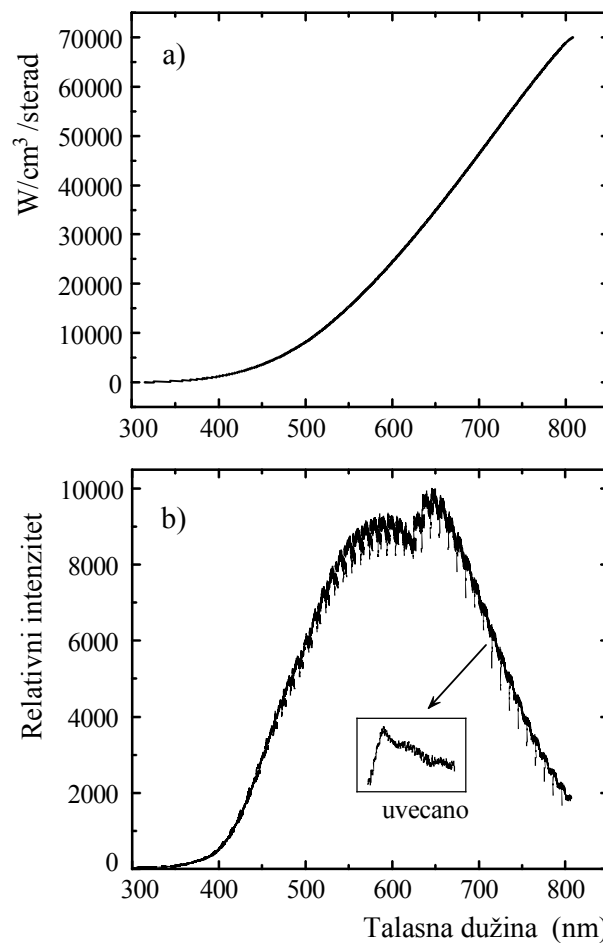
Spektar svetleće diode (Slika 3.2.8.1.) je snimljen iz pet delova označenih kao 1 - 1, 2 - 2 itd. Na uvećanom delu Slike 3.2.8.1. se vidi razlika u intenzitetu na delu gde se spektri 1 i 2 preklapaju. Pri spajanju ova dva dela potrebno je izjednačiti intenzitet spektra 1 sa intenzitetom početka tj. kratkotalasnog dela spektra 2. Isti postupak se ponavlja za spajanje svih ostalih delova spektralne linije. Dobijeni profil je u određenoj meri izobličen, što je posledica opisanog postupka spajanja pojedinačnih delova spektra u rekonstruisani profil (Slika 3.2.8.2.a). Konačni oblik spektralne linije se dobija uklanjanjem nagiba (Slika 3.2.8.2.b). Ovako dobijen profil je potrebno korigovati na spektralnu osetljivost (Poglavlje 3.3.)

3.3. Kriva spektralne osetljivosti

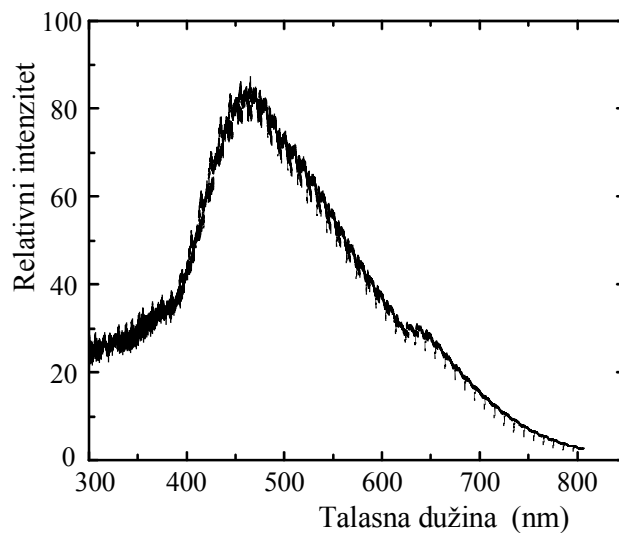
Spektralna osetljivost sistema optika-spektrometar-ICCD kamera je funkcija talasne dužine. Kako je odziv sistema različit na različitim talasnim dužinama, snimljena spektralna raspodela intenziteta zračenja ne odgovara realnim intenzitetima emitovanog spektra. Da bi se izvršila korekcija snimljenog spektra na osetljivost sistema, potrebno je prvo odrediti krivu spektralne osetljivosti. U tu svrhu je korišćena standardna lampa sa volframskom trakom, čija je spektralna karakteristika poznata (Slika 3.3.1.a).

Spektar lampe je sniman u intervalu od 300 nm do 800 nm, sa korakom od 5 nm. Kako širina spektralnog intervala jednog snimka kamere (1360 piksela) iznosi oko 13 nm, navedenim izborom koraka snimanja je postignuto preklapanje susednih spektralnih oblasti. Postupak spajanja susednih snimaka je opisan u Poglavljju 3.2.8. Svi snimci su korigovani na zračenje iz okoline tj. na zračenje koje ne potiče od standardne lampe. Intenziteti su očitavani od 500. do 600. reda CCD čipa. Snimljeni spektar standardne lampe je prikazan na Slici 3.3.1.b. Pojedinačni delovi krive spektralne osetljivosti imaju izražen pad na delu čipa od 1. do 400. kanala (uvećani deo na Slici 3.3.1.b). Kao što je već napomenuto u Poglavljju 3.2.3., očitani intenziteti od 1. do 400. kanala se ne koriste u obradi eksperimentalnih rezultata.

Deljenjem intenziteta zračenja emitovanog iz standardne lampe, snimljenog mernim sistemom (Slika 3.3.1.b), i poznate spektralne karakteristike standardne lampe (Slika 3.3.1.a), na pojedinačnim talasnim dužinama, dobija se kriva spektralne osetljivosti sistema (Slika 3.3.2.).



Slika 3.3.1. a) Emisioni spektar standardne lampe u spektralnoj oblasti između 350 nm i 800 nm.
b) Spektar standardne lampe snimljen mernim sistemom.



Slika 3.3.2. Kriva spektralne osjetljivosti.

Korekcija spektra na osetljivost sistema se postiže deljenjem snimljenog intenziteta sa vrednošću krive spektralne osetljivosti sistema na istoj talasnoj dužini.

U slučaju uzanih spektralnih intervala ili uzanih spektralnih linija nije potrebno vršiti korekciju jer je promena krive osetljivosti u posmatranom intervalu zanemarljiva. Ako je potrebno uporediti intenzitete uzanih spektralnih linija, koje se nalaze u različitim delovima spektra, potrebno je koristiti krivu spektralne osetljivosti kako bi se dobio realan odnos intenziteta posmatranih linija.

Glava IV

DIJAGNOSTIKA PLAZME

4.1. Plazma

Plazma se sastoji od smeše neutralnih atoma, jona i slobodnih elektrona. Pri dovoljno visokoj koncentraciji naelektrisanih čestica, u prostoru u kojem se čestice plazme nalaze, dolazi do formiranja unutrašnjeg elektromagnetnog polja. Ove čestice se nalaze u stanju stalnog kretanja i međusobnih sudara. Iz tog razloga se jačina unutrašnjeg polja menja od tačke do tačke, a takođe i u toku vremena. Naelektrisane čestice međusobno interaguju preko Coulombovih sila koje su dugog dometa. Ove čestice istovremeno interaguju i sa unutrašnjim elektromagnetnim poljem. Interakcija sa poljem se manifestuje kao interakcija pojedinačne čestice sa svim ostalim česticama koje stvaraju to polje. Ovakav tip interakcije se naziva kolektivna interakcija.

Usled međusobnih sudara dolazi i do promene unutrašnje energije čestica, tj. do pobuđivanja i do jednostruke ili višestruke jonizacije čestica. Pobuđene čestice mogu svoju energiju predati drugim česticama prilikom sudara ili mogu preći u niže energijsko stanje emitujući kvant elektromagnetnog zračenja. Osim toga, može doći i do rekombinacionih procesa usled kojih takođe može doći do emisije elektromagnetnog zračenja. Postoji veliki broj različitih kombinacija pomenutih procesa. Jonizovani gas kod kojeg postoji ravnoteža između direktnih i inverznih, kako sudarnih tako i emisionih, procesa i kod kojeg je ostvarena kolektivna interakcija naziva se plazma. Potpuna definicija plazme zahteva još četiri uslova.

Usled dejstva Coulombove sile joni se međusobno odbijaju, ali istovremeno privlače elektrone tako da se oko jona stvaraju oblaci elektrona. Ovo se naziva Debyeovo ekraniranje i ono uzrokuje promenu električnog polja oko jona, čiji se potencijal u tom slučaju može izraziti kao (Bittencourt [66]):

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} e^{-r/\lambda_D} \quad (4.1.1.)$$

Sa q je označeno naelektrisanje čestice, sa r rastojanje od jona, sa ϵ_0 permeabilnost vakuuma, a λ_D je Debyeov radijus:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{n_e e^2}} \quad (4.1.2.)$$

gde je k_B Boltzmannova konstanta, T je temperatura, e je naelektrisanje elektrona i n_e je koncentracija elektrona.

Prvi uslov plazmenog stanja je da dimenzije plazme budu znatno veće od Debyeovog radijusa $L \gg \lambda_D$. Drugi uslov je takođe u vezi sa Debyeovim ekraniranjem tj. treba da je:

$$n_e \lambda_D^3 \gg 1 \quad (4.1.3.)$$

To znači da srednje rastojanje između elektrona, procenjeno kao $n_e^{-1/3}$, mora biti vrlo malo u poređenju sa Debyeovim radijusom.

Pod uslovom da nema nikakvih spoljašnjih uticaja, plazma je, makroskopski gledano, neutralna iako se unutar plazme nalaze naelektrisane čestice. Ovo je treći uslov i izražava se kao:

$$n_e = \sum_i n_i \quad (4.1.4.)$$

Usled termalnog kretanja čestica narušava se lokalna neutralnost plazme. Neka je izvestan broj elektrona izašao iz posmatrane oblasti. Usled toga u toj oblasti ostaje višak pozitivnog naelektrisanja koje sada teži da zaustavi elektrone i da ih vrati nazad. Pri povratku, elektroni se ne mogu zaustaviti na mestima sa kojih su pošli, već će se približiti centru oblasti iz koje su pošli. To stvara višak negativnog prostornog naelektrisanja pa elektrostatičke sile teže da izbace elektrone iz te oblasti. Ovo ponovo dovodi do prethodno opisanog stanja i ceo proces se ponavlja. Na taj način nastaju elektronske plazmene oscilacije. Frekvencija ovih oscilacija se može izraziti kao:

$$\omega_{pe} = \left(\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (4.1.5.)$$

Ovde su pomenuti samo elektroni jer su oni znatno lakše i pokretljivije čestice od jona. Sudari elektrona sa neutralnim česticama dovode do amortizovanja ovog oscilatornog kretanja. Da bi kolektivni efekti bili dominantni, uticaj ovih sudara mora biti veoma mali. To se izražava relacijom:

$$v_{pe} \gg v_{en} \quad (4.1.6.)$$

gde je $v_{pe} = \omega_{pe}/2\pi$, a v_{en} je frekvencija sudara. Ovo je četvrti uslov za potpunu definiciju plazme.

Ako bi bili ispunjeni svi napred navedeni uslovi to bi bila idealna plazma. Idealnu plazmu je teško ostvariti i u eksperimentima uvek postoje manja ili veća odstupanja od ovako definisane plazme.

4.2. Ravnotežna stanja plazme

4.2.1. Potpuna termodinamička ravnoteža

Ukoliko bi plazma bila u takvom stanju da je svaki process u ravnoteži sa svojim inverznim procesom, uz dole navedene uslove, plazma se može smatrati termodinamički ravnotežnom. Plazma se tada može okarakterisati pomoću makroskopskih parametara kao što su temperatura i koncentracija svake pojedinačne komponente. Kriterijumi koje plazma u stanju potpune termodinamičke ravnoteže treba da zadovoljava su sledeći:

1. Raspodela čestica termodinamički ravnotežne plazme po brzinama je, za svaku komponentu α , opisana Maxwellom raspodelom (Mitchner i Kruger [67]):

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m_\alpha}{2\pi k_B T_\alpha} \right)^{3/2} v_\alpha^2 e^{-\frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2k_B T_\alpha}} \quad (4.2.1.1.)$$

gde je $f(v) = (dn/n)/dv$ funkcija raspodele, koja predstavlja relativni broj čestica koje imaju brzinu iz intervala $v, v + dv$. Masa čestice vrste α je označena sa m_α , dok je njihova brzina v_α , a temperatura T_α . U slučaju termodinamičke ravnoteže sve komponente plazme imaju jednaku temperaturu. Termalizacija se ostvaruje sudarnim procesima u kojima, kao najpokretljiviji, elektroni imaju dominantnu ulogu.

2. Odnos naseljenosti dva pobuđena energijska stanja u atomu je dat Boltzmannovom raspodelom (Griem [3], Mitchner i Kruger [67]):

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{-\frac{E_i - E_j}{k_B T_e}} \quad (4.2.1.2.)$$

gde su i i j posmatrana energijska stanja, g_i i g_j statističke težine tih stanja, a E_i i E_j njihove energije. Za prethodni izraz važi da je $E_i > E_j$. Elektronska temperatura je označena sa T_e . Ovo je ustvari tzv. ekscitaciona temperature, ali je ona u slučaju termodinamičke ravnoteže jednaka kinetičkoj temperaturi elektrona.

3. U slučaju potpune termodinamičke ravnoteže plazme važi tzv. princip detaljne ravnoteže, tj. za svaki process, kako sudarni tako i emisioni, postoji jednako verovatan suprotan process.

4. Za plazmu koja se sastoji samo od jedne vrste neutralnih atoma, jednostruko jonizovanih jona i elektrona, a nalazi se u stanju termodinamičke ravnoteže, na osnovu prethodnih relacija i principa detaljne ravnoteže se može izvesti jednačina Saha (Griem [3], Mitchner i Kruger[67]):

$$\frac{N_e N_1^Z}{N_n^{Z-1}} = \frac{2 g_1^Z}{g_n^{Z-1}} \left(\frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_{ion}^*}{k_B T}} \quad (4.2.1.3.)$$

gde su g_0 i g_0^+ statističke težine osnovnog stanja neutralnog atoma i jednostruko jonizovanog atoma, a E_{ion}^* efektivna energija jonizacije neutralnog atoma, tj energija jonizacije umanjena za dejstvo električnog mikropolja (Lochte-Holtgreven [68]).

5. U stanju potpune termodinamičke ravnoteže, zračenje plazme odgovara zračenju apsolutno crnog tela, pa je emisija zračenja opisana Planckovim zakonom (Lochte-Holtgreven [68]):

$$u(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad (4.2.1.4.)$$

gde je $u(\nu)$ gustina energije zračenja frekvencije ν , T temperatura plazme, h Planckova konstanta, a k_B Boltzmannova konstanta.

4.2.2. Lokalna termodinamička ravnoteža

U laboratorijskim uslovima nije moguće proizvesti plazmu u stanju potpune termodinamičke ravnoteže. Kako laboratorijski dobijena plazma nije apsolutno crno telo,

emisija je veća od apsorpcije, usled čega se narušava princip detaljne ravnoteže i zračenje plazme se više ne pokorava Planckovoj raspodeli (Kunze [69]).

Na dovoljno velikim koncentracijama, frekvencija sudarnih procesa je mnogo veća od frekvencije radijativnih procesa, pa je populacija nivoa određena uglavnom sudarnim procesima i data je Boltzmannovom raspodelom, a raspodela jonizacionih stanja je opisana jednačinom Saha. U tom slučaju se svaka promena uslova u plazmi, posredstvom sudarnih procesa, trenutno odražava na naseljenost energijskih nivoa. Na taj način se uslovi u plazmi razlikuju od tačke do tačke. U okolini svake posmatrane tačke uspostavljena je Boltzmannova raspodela populacije po energijskim stanjima i Maxwelllova raspodela po brzinama. Maxwelllova raspodela važi za sve komponente plazme, ali se njihove temperature razlikuju, što je posledica razlike u masama. Zbog toga se za osnovni parametar plazme uzima elektronska temperatura. Opisano stanje plazme se naziva lokalna termodinamička ravnoteža (LTR). Da bi plazma bila u stanju LTR, frekvencija sudara za elektrone treba da bude bar deset puta veća od frekvencije radijativnih procesa, za najveći energijski razmak u sistemu termova (Griem [70]). Na taj način raspodela naseljenosti odstupa za manje od 10% od Boltzmannove raspodele. Uslov za koncentraciju elektrona, da bi plazma bila u stanju LTR, je prema Griem [70]:

$$N_e \geq 10^{17} Z^7 \left(\frac{k_B T_e}{E_{ion}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_2 - E_1}{E_{ion}} \right)^3 \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (4.2.2.1.)$$

gde je Z parametar koji za neutralne atome iznosi 1, za jednostruko jonizovane 2, itd., E_{ion} energija jonizacije, a E_2 i E_1 energije gornjeg i donjeg nivoa rezonantnog prelaza.

4.2.3. Parcijalna lokalna termodinamička ravnoteža

Za manje vrednosti koncentracije elektrona je manja i frekvencija sudara, pa raspodela gustine naseljenosti energijskih nivoa počinje da odstupa od Boltzmannove raspodele. Ovo odstupanje se prvo javlja kod energijskih stanja kod kojih je razlika u energiji najveća, tj. kod osnovnog i prvog pobuđenog stanja (Kunze [69]). Za velik broj elemenata efikasni presek za sudarne procese opada, a verovatnoća radijativnog prelaza raste sa približavanjem osnovnom stanju. U skladu sa tim, za manje elektronske koncentracije, radijativna deekscitacija, koja dovodi do depopulacije ekscitovanih stanja i prenaseljenosti osnovnog stanja, ne može biti zanemarena za nivoe koji su niži od nekog

graničnog nivoa. Za energijske nivoe iznad graničnog nivoa je moguće da ti nivoi i dalje budu naseljeni u skladu sa Boltzmannovom raspodelom i da budu povezani sa osnovnim stanjem sledećeg jonizacionog stanja jednačinom Saha. Drugim rečima, za sve nivoe iznad graničnog i dalje važe relacije iz LTR. Tada se plazma nalazi u stanju parcijalne lokalne termodinamičke ravnoteže (PLTR). Kriterijum za stanje PLTR plazme je dat u Griem [70]:

$$N_e \geq 7.4 \cdot 10^{18} \frac{Z^7}{n^{17/2}} \left(\frac{k_B T_e}{E_{ion}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (4.2.3.1.)$$

gde je n glavni kvantni broj energijskog stanja iznad kojeg važi PLTR. Osim toga, Griem [71] je dao izraz za procenu glavnog kvantnog broja iznad kojeg važe uslovi PLTR:

$$n_{cr} \approx \left[\frac{10}{2\sqrt{\pi}} \frac{Z^7}{N_e} \left(\frac{\alpha}{a_0} \right)^3 \right]^{2/17} \left(\frac{k T}{Z^2 E_H} \right)^{1/17} \quad (4.2.3.2.)$$

gde je α konstanta fine strukture, a a_0 Bohrov radijus, a E_H energija jonizacije vodonika.

4.3. Određivanje elektronske temperature plazme

U ovom radu je za određivanje elektronske temperature plazme, T_e , korišćen spektroskopski metod zasnovan na odnosu relativnih intenziteta spektralnih linija, tzv. Boltzmann plot. Ovaj pristup podrazumeva postojanje lokalne termodinamičke ravnoteže tj. LTR ili PLTR.

Odnos broja atoma po jedinici zapremine koji se nalaze u pobuđenom energijskom stanju i , N_i , i ukupnog broja atoma datog tipa po jedinici zapremine N se može napisati kao (Griem [3], Mitchner i Kruger [67]):

$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i}{Z(T_e)} e^{-\frac{E_i}{k_B T_e}} \quad (4.3.1.)$$

gde je g_i statistička težina stanja i , E_i energija tog stanja, a k_B Boltzmannova konstanta. $Z(T_e)$ predstavlja partionu funkciju čestica posmatrane vrste:

$$Z(T_e) = \sum_{x=0}^{x_{max}} g_x e^{-\frac{E_x}{k_B T_e}} \quad (4.3.2.)$$

pri čemu x označava proizvoljan energijski nivo, a x_{max} najviši nivo na kojem se elektron može smatrati vezanim. Ukoliko se posmatra naseljenost osnovnog stanja, izraz (4.3.2.) se može napisati kao $Z_0 \approx g_0$, za niže temperature i pri $E_0 = 0$. Odnos naseljenosti nivoa i i osnovnog stanja tada ima oblik:

$$\frac{N_i}{N_0} = \frac{g_i}{g_0} e^{-\frac{E_i}{k_B T_e}} \quad (4.3.3.)$$

gde je N_0 broj atoma po jedinici zapremine u osnovnom stanju, a g_0 statistička težina osnovnog stanja.

Intenzitet zračenja koje se emituje pri prelazu sa stanja i na stanje f , I_{if} , po jednom atomu, u jediničnom vremenskom intervalu i jediničnom prostornom uglu, je dat relacijom (Milić [1]):

$$I_{if} = \frac{1}{4\pi} h\nu_{if} A_{if} \quad (4.3.4.)$$

gde je h Planckova konstanta, ν_{if} frekvencija emitovanog zračenja, a A_{if} Einsteinov koeficijent za taj prelaz. Za optički tanku plazmu efektivne emisione dužine l , sa N_i atoma po jedinici zapremine u stanju i , intenzitet spektralne linije je:

$$I_{if} = \frac{1}{4\pi} h\nu_{if} A_{if} N_i l \quad (4.3.5.)$$

Ako se za relativni intenzitet spektralne linije uzme $I_{if}^* = 4\pi I_{if} / hcl$, uz korišćenje izraza (4.3.3.) se može napisati:

$$I_{if}^* = N_0 \frac{A_{if}}{\lambda_{if}} \frac{g_i}{g_0} e^{-\frac{E_i}{k_B T_e}} \quad (4.3.6.)$$

Logaritmovanjem ove jednačine se dobija:

$$\log \left(\frac{I_{if}^* \lambda_{if}}{g_i A_{if}} \right) = \log \left(\frac{N_0}{g_0} \right) - \frac{\log e}{k_B T_e} E_i \quad (4.3.7.)$$

Zavisnost leve strane jednačine (4.3.7.) od energije gornjeg nivoa prelaza je linearna, a $\log e / k_B T_e$ predstavlja nagib te prave. Član $\log(N_0/g_0)$ je jednak za sve spektralne linije koje potiču od emitera iste vrste i stepena jonizacije. Merenjem relativnih intenziteta nekoliko različitih spektralnih linija, uz poznate veličine λ_{if} , g_i i A_{if} i odgovarajuće energije višeg nivoa prelaza, linearnim fitom gornje relacije se dobija

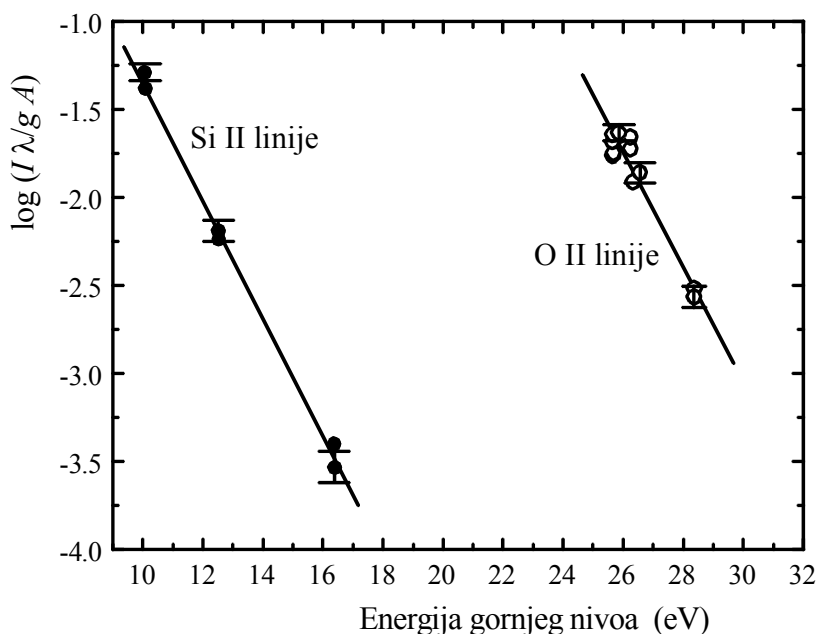
koeficijent pravca iz kojeg se može izračunati T_e . Radi veće preciznosti određivanja temperature, razlika energije gornjih nivoa prelaza za korišćene spektralne linije treba da bude što veća i da iznosi barem nekoliko eV.

U ovom radu je elektronska temperatura određena na osnovu Boltzmann plot linija Si II 504.103, 505.598, 566.956, 568.881, 634.710 i 637.136 nm i, nezavisno, linija O II 374.949, 395.436, 434.556, 434.943, 441.491, 441.697, 459.097, 459.618, 464.181, 464.913, 466.163 i 467.624 nm. Podaci za λ_{if} , g_i i A_{if} su preuzeti iz NIST Atomic Spectra Database [64] i prikazani su u Tabeli 4.3.1., zajedno sa relativnim intenzitetima korišćenih spektralnih linija.

Tabela 4.3.1. Podaci za Boltzmann plot

	λ_{if} (nm)	g_i	A_{if}	E_i (eV)	I_{if}^*
Si II	504.103	4	$7.00 \cdot 10^7$	12.522	3240.94
	505.598	6	$1.45 \cdot 10^8$	12.522	11113.30
	566.956	8	$5.00 \cdot 10^7$	16.381	280.87
	568.881	6	$4.60 \cdot 10^7$	16.360	142.37
	634.710	4	$5.84 \cdot 10^7$	10.071	15439.84
	637.136	2	$6.8 \cdot 10^7$	10.064	11003.47
O II	374.949	4	$8.97 \cdot 10^7$	26.31	1174.25
	395.436	2	$8.57 \cdot 10^7$	26.55	600.61
	434.556	2	$7.95 \cdot 10^7$	25.83	845.39
	434.943	6	$6.75 \cdot 10^7$	25.85	2183.55
	441.491	6	$8.47 \cdot 10^7$	26.25	2160.83
	441.697	4	$7.16 \cdot 10^7$	26.23	1434.57
	459.097	8	$8.85 \cdot 10^7$	28.36	445.97
	459.618	6	$8.34 \cdot 10^7$	28.36	300.87
	464.181	6	$5.85 \cdot 10^7$	25.65	1349.12
	464.913	8	$7.84 \cdot 10^7$	25.67	2420.03
	466.163	4	$4.04 \cdot 10^7$	25.64	722.46
	467.624	6	$2.05 \cdot 10^7$	25.65	606.89

Grafički prikaz Boltzmann plot je dat na Slici 4.2.1. Elektronska temperatura dobijena na osnovu Si II linija iznosi 14900 K, a na osnovu O II linija 15300 K. Greške pri određivanju T_e su procenjene na 10.8% za linije Si II i 17.2% za linije O II. Glavni uzrok ovih grešaka je nesigurnost pri merenju intenziteta spektralne linije, tj. površine ispod profila spektralne linije, ali s obzirom da su posmatrane linije vrlo dobro definisane ta nesigurnost je mala i iznosi oko 5%. Nesigurnost koja potiče od korekcije intenziteta na



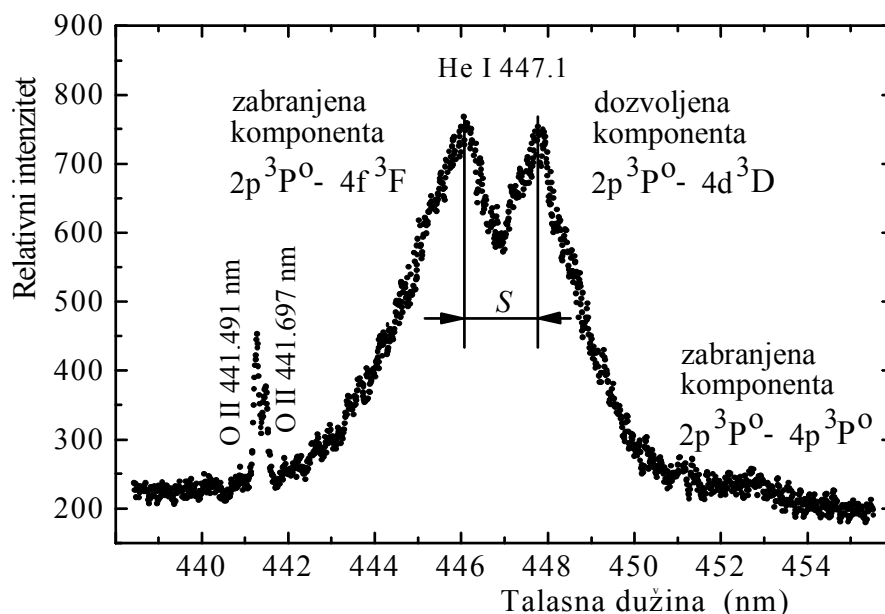
Slika 4.3.1. Boltzmann plot Si II i O II linija.

spektralnu osetljivost ne prelazi 1% i sadržana je u spomenutih 5% nesigurnosti određivanja intenziteta linije. Greške su naznačene na Slici 4.3.1. Iako su pomenute greške male one doprinose većoj nesigurnosti kod određivanja nagiba Boltzmann plot, što doprinosi većoj grešci kod određivanja temperature.

4.4. Određivanje elektronske koncentracije plazme

U eksperimentima u ovom radu je kao radni gas u T-cevi korišćen helijum, pa je za određivanje elektronske koncentracije, N_e , korišćena spektralna linija He 447.1 nm. Ova spektralna linija ima jednu dozvoljenu ($2p\ ^3P^o - 4d\ ^3D$, 447.148 nm) i dve zabranjene komponente ($2p\ ^3P^o - 4f\ ^3F$, 446.995 nm i $2p\ ^3P^o - 4p\ ^3P^o$, 451.746 nm) (Slika 4.4.1.).

Intenzitet zabranjene komponente talasne dužine 451.746 nm je mali i nije od značaja za postupak dijagnostike.



Slika 4.4.1. Spektralna linija He I 447.1 nm.

Elektronska koncentracija se može odrediti na osnovu ukupne poluširine ove linije, rastojanja između pikova dozvoljene i zabranjene komponente, odnosa maksimuma intenziteta zabranjene i dozvoljene komponente ili odnosa „udubljenja“ između pikova i maksimuma intenziteta dozvoljene komponente.

U ovom radu je elektronska koncentracija određena pomoću rastojanja između pikova dozvoljene komponente i zabranjene komponente, S . Preklapanje profila dozvoljene i zabranjene komponente može u nekim slučajevima da predstavlja problem, posebno ako je dozvoljena komponenta apsorbirana. To može da utiče na odnose intenziteta i udubljenja između pikova. Razmak između pikova dozvoljene i zabranjene komponente, međutim, slabo zavisi od samoapsorpcije (Ivković i dr. [72], Pérez i dr. [73]).

Ukoliko je poznata elektronska temperatura, zamenjivanjem izmerene vrednosti S u formulu datu u Ivković i dr. [72]:

$$\log(N_e) = 21.5 + \log \left[\left(\frac{S}{0.1479} \right)^{b(T_e)} - 1 \right] \quad (4.4.1.)$$

može se izračunati elektronska koncentracija. U gornjoj relaciji je sa $b(T_e)$ označen parametar koji zavisi od elektronske temperature i može se izračunati na osnovu (Ivković i dr. [72]):

$$b(T_e) = 1.46 + \frac{8380}{T_e^{1.2}} \quad (4.4.2.)$$

Izračunata vrednost elektronske koncentracije iznosi $1.45 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Eksperimentalna greška pri određivanju N_e iznosi 15% i uzrokovana je nesigurnošću određivanja rastojanja između položaja pikova.

4.5. Ispitivanje uslova ravnoteže

Na osnovu izraza 4.2.2.1., 4.2.3.1. i 4.2.3.2. se može proveriti da li su ispunjeni uslovi za LTR ili PLTR neophodni za određivanje elektronske temperature. U tabeli 4.5.1. su date izračunate vrednosti za granične elektronske koncentracije.

Tabela 4.5.1. Podaci za LTR uslove.

	Izraz	N_e (Si II)	N_e (O II)
LTR	4.2.2.1.	$3.60 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$	$2.45 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$
PLTR	4.2.3.1.	$2.34 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$	$1.60 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$

Izmerena elektronska koncentracija je $1.45 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i nije dovoljna za kompletnu LTR ali zadovoljava uslove za PLTR, što je dovoljno za korišćenje Boltzmann plot metoda za određivanje elektronske temperature.

Na osnovu izraza 4.2.3.2. je procenjena vrednost glavnog kvantnog broja iznad kojeg važe uslovi za PLTR. Dobijena vrednost je 2.26. Kod spektralnih linija jonizovanog silicijuma, korišćenih za određivanje elektronske temperature, najniže stanje je 3d, a kod linija jonizovanog kiseonika je 3s. Ovo je u potpunoj saglasnosti sa ispunjenosti uslova za PLTR.

Glava V

ŠIRENJE SPEKTRALNIH LINIJA U PLAZMI

5.1. Spektralne linije i uzroci širenja spektralnih linija

Plazma je jak izvor elektromagnetnog zračenja. Ispitivanjem zračenja se može doći do zaključaka o atomskim procesima i uslovima u plazmi. Emisioni spektar plazme čini linijski spektar koji je superponiran na kontinualni spektar.

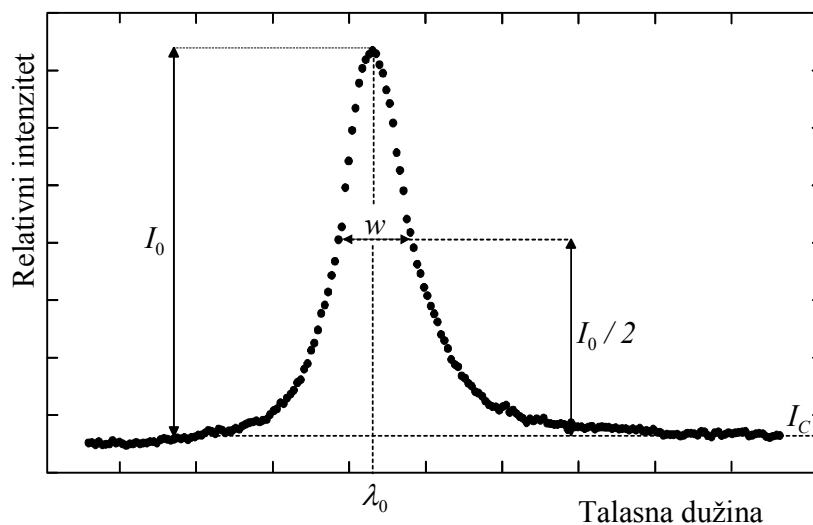
Zračenje plazme nastaje u procesima koji se mogu podeliti na individualne (nekoherentne) i kolektivne (koherentne).

U individualnim procesima dolazi do emisije fotona pri prelasku pojedinačnih elektrona iz jednog kvantnog stanja u drugo, a ukupna emisija predstavlja sumarni doprinos pojedinačnih prelaza kod grupe atoma (Milić [1]). Individualna emisija zračenja obuhvata tri vrste procesa: slobodno-slobodne, slobodno-vezane i vezano-vezane prelaze. Pri slobodno-slobodnim prelazima elektron je slobodan, kako u početnom tako i u krajnjem stanju, a do emisije zračenja dolazi usled promene brzine kretanja elektrona kao naelektrisane čestice. Spektar ovako nastalog zračenja je kontinualan. Tu spadaju zakodno i ciklotronsko zračenje. U slučaju slobodno-vezanih prelaza elektron prelazi iz slobodnog u vezano stanje, što se dešava u procesima rekombinacije i zahvata elektrona. Spektar zračenja je kontinualan, pri čemu je talasna dužina emitovanog fotona manja od neke maksimalne talasne dužine, koja zavisi od toga na koji energijski nivo je slobodni elektron zahvaćen od strane atoma ili jona. Vezano-vezani prelazi elektrona se odvijaju između dva kvantna stanja u kojima je elektron vezan u atomu ili molekulu. U slučaju atomskih i jonskih emitera, emisioni spektar je linijski, a u slučaju molekulskih emitera trakast. Postoji takođe i kontinualno zračenje, ali je intenzitet tog zračenja znatno manji od intenziteta spektralnih linija.

U procesima kolektivne emisije, zračenje emituje ceo kolektiv naelektrisanih čestica. Intenzitet zračenja koherentne emisije može biti znatno veći od intenziteta

zračenja crnog tela na istoj frekvenciji, a frekvencija tako emitovanog zračenja je bliska frekvenciji plazmenih oscilacija ili na drugi način povezana sa njom (Milić [1]).

Za potrebe spektroskopskih ispitivanja plazme opisanih u ovom radu, analizirani su linijski spektri atoma i jona. Spektralne linije nisu strogo monohromatske, već imaju određeni profil, tj. određenu raspodelu intenziteta duž uskog intervala talasnih dužina. Za meru širine spektralne linije se uzima širina linije na polovini vrednosti maksimalnog intenziteta (Slika 5.1.1.) i naziva se poluširina, w .



Slika 5.1.1 Poluširina spektralne linije.

Oblik profila snimljenih spektralnih linija zavisi od uslova pod kojima su one emitovane i osobina spektralnog uređaja. Emitovano zračenje potiče od velikog broja atoma koji se haotično kreću, što takođe utiče na širinu spektralne linije. Profili spektralnih linija mogu biti u manjoj ili većoj meri prošireni, mogu biti simetrični ili asimetrični i pomereni u odnosu na talasnu dužinu koju bi emitovali izolovani i nepokretni atomi. Vrste širenja spektralnih linija mogu se klasifikovati prema mehanizmu koji uzrokuje širenje tj. na prirodno širenje, Dopplerovo širenje i širenje usled pritiska. Na spektralne linije koje se emituju iz plazme istovremeno utiču svi navedeni mehanizmi širenja. Pri prolasku zračenja kroz spektrometar dolazi do dodatnog, instrumentalnog, širenja spektralnih linija, što je detaljno opisano u Glavi III. Osim navedenog, na izmerenu širinu spektralnih linija može uticati i prisustvo samoapsorpcije, što je opisano u Poglavlju 5.7.

5.2. Dopplerovo širenje spektralnih linija

Ekscitovani atomi i joni, koji predstavljaju emitere zračenja u plazmi, se nalaze u stanju neprekidnog haotičnog kretanja. Moguće je i kretanje uzrokovano turbulencijama u plazmi i kretanje plazme kao celine. Pri posmatranju zračenja emitera koji se kreću uočava se pojava Dopplerovog efekta. Detektovano zračenje koje potiče iz emitera koji se približavaju detektoru ima veću frekvenciju od emitovane, a zračenje koje potiče od emitera koji se udaljavaju od detektora ima manju frekvenciju od emitovane. Navedena promena frekvencije je opisana izrazom, prema Lochte-Holtgreven [68]:

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = \frac{v}{c} \quad (5.2.1.)$$

gde ν predstavlja detektovanu frekvenciju, ν_0 emitovanu frekvenciju zračenja, v komponentu brzine kretanja emitera u pravcu detektora, a c brzinu svetlosti.

Čestice plazme u termalnoj ravnoteži se pokoravaju Maxwelllovoj raspodeli po brzinama (4.2.1.1.). Na osnovu (5.2.1) i (4.2.1.1.) se može dobiti verovatnoća, dP_ν , da frekvencija zračenja emitovanog u pravcu brzine v leži u intervalu frekvencija ν , $\nu + d\nu$ (Lochte-Holtgreven [68]):

$$dP_\nu = \frac{c}{\nu_0} \left(\frac{M}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} e^{-\frac{Mc^2(\nu - \nu_0)^2}{2k_B T \nu_0^2}} d\nu \quad (5.2.2.)$$

gde je M masa emitera, a T temperatura emitera.

Kako je intenzitet zračenja određene frekvencije, I_ν , srazmeran verovatnoći emisije zračenja na toj frekvenciji, spektralna raspodela intenziteta zračenja uzrokovana Dopplerovim efektom se na osnovu (5.2.2.) može izraziti kao :

$$I_\nu = I_0 e^{-\frac{Mc^2(\nu - \nu_0)^2}{2k_B T \nu_0^2}} \quad (5.2.3.)$$

pri čemu je I_0 maksimalni intenzitet zračenja koji odgovara frekvenciji ν_0 .

Raspodela intenziteta spektralne linije (5.2.3.), proširene usled Dopplerovog efekta, ima oblik Gausove funkcije koja je simetrična u odnosu na centralnu frekvenciju ν_0 . Za poluširinu spektralne linije, izraženu u talasnim dužinama, w_D , se dobija izraz (Konjević i Roberts [5]):

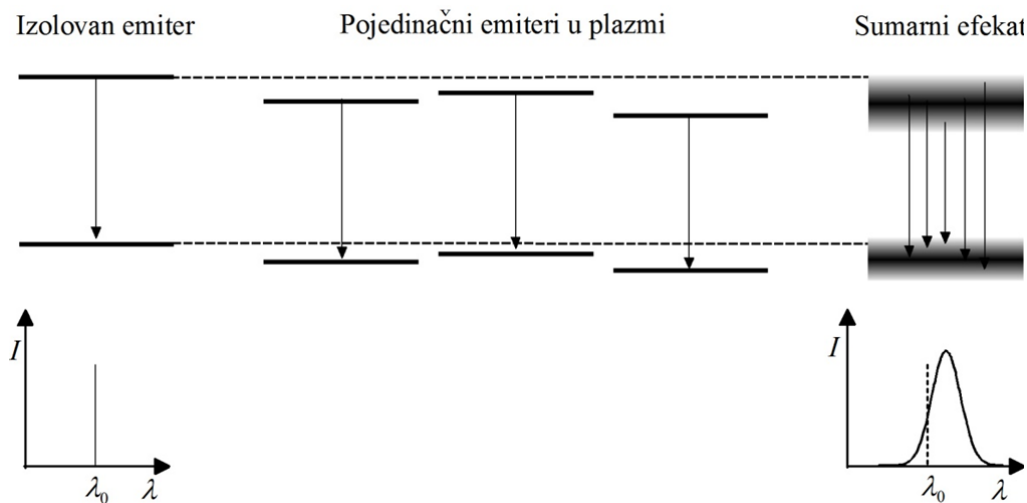
$$w_D = 7.162 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \left(\frac{T}{M}\right)^{1/2} \quad (5.2.4.)$$

gde je sa λ_0 označena centralna talasna dužina Dopplerovog profila. Temperatura T je pri tome izražena u K, a masa emitera M u jedinicama relativne atomske mase.

Doprinos Dopplerovog širenja ukupnom profilu spektralnih linija emitovanih iz plazme je uglavnom mali, ali je ipak merljiv, i pri većim temperaturama se mora uzeti u obzir.

5.3. Širenje linija usled pritiska

Širenje spektralnih linija usled pritiska je posledica interakcije emitera zračenja sa perturberima, tj. česticama koje ih okružuju u plazmi. Iz tog razloga širenje spektralnih linija zavisi od koncentracije perturbera, odnosno pritiska. Širenje usled pritiska se može klasifikovati prema vrsti interakcije između emitera i perturbera. Rezonantno širenje uzrokuju čestice iste vrste kao i emiteri. Van der Waalsovo širenje uzrokuju neutralni atomi, a Starkovo širenje naelektrisane čestice, tj. elektroni i joni.



Slika 5.3.1. Uticaj perturbera na energijske nivoe emitera.

Interakcija između čestica se može opisati potencijalom opšteg oblika (Weisskopf [74]):

$$V_k = -\frac{C_k}{r^k} \quad (5.3.1.)$$

pri čemu vrednost $k = 2$ odgovara linearnom, a $k = 4$ kvadratičnom Starkovom efektu. Vrednost $k = 3$ odgovara rezonantom, a $k = 6$ van der Waalsovom efektu. Svi navedeni efekti deluju istovremeno i dolazi do različitog pomeranja energijskih nivoa za svaki emiter, kao što je ilustrovano na Slici 5.3.1.

Pri snimanju spektralnih linija se detektuje zračenje svih emitera koji emituju u pravcu detekcije, pa je detektovani profil suma emisije pojedinih emitera (Slika 5.3.1.).

5.3.1. Rezonantno širenje spektralnih linija

Do rezonantnog širenja spektralnih linija dolazi kada gornji ili donji nivo posmatranog emisionog prelaza ima dozvoljen prelaz u osnovno stanje, a emiter je okružen atomima iste vrste u osnovnom stanju. U tom slučaju dolazi do degeneracije energijskih nivoa posmatranih prelaza i kao posledica toga dolazi do širenja spektralne linije, a rezultujući profil je Lorentzov. Ovaj proces se može posmatrati i kao skraćenje vremena života pobuđenih stanja, usled čega se povećava širina spektralne linije. Treba napomenuti da do rezonantnog širenja može doći i ako perturberi nisu identični emiteru, ukoliko su njihovi energijski nivoi bliski nivoima emisionog prelaza. Polu-poluširina rezonantno proširene spektralne linije, w_R , je data izrazom (Ali i Griem [75, 76]):

$$w_R = 4.30 \cdot 10^{-14} \left(\frac{g_1}{g_R} \right)^{1/2} \lambda^2 \lambda_R f_R N \quad (5.3.1.1.)$$

gde su g_1 i g_R statističke težine osnovnog i pobuđenog stanja, N koncentracija perturbera, e elementarno naelektrisanje, f_R jačina oscilatora za rezonantni prelaz, λ talasna dužina posmatranog zračenja, a λ_R talasna dužina rezonantnog prelaza. Talasne dužine i polu-poluširina su izražene u cm. Rezonantno širenje je uglavnom vrlo malo, a pomeraj linije usled ovog efekta je u potpunosti zanemarljiv.

5.3.2. Van der Waalsovo širenje spektralnih linija

Neutralni atomi deluju na emitere van der Waalsovom silama kratkog dometa, pa razlika između energijskih nivoa prelaza zavisi od rastojanja između perturbera i emitera. Zbog toga su i talasne dužine emitovanih fotona različite. Usrednjavanjem verovatnoća

svih mogućih rastojanja, a time i pomeraja energijskih nivoa, dobija se proširena spektralna linija Lorentzovog profila.

Van der Waalsova poluširina spektralne linije se može izračunati na osnovu formule (Griem [3], Kelleher [77]):

$$w_W = 4.09 \cdot 10^{-12} \lambda^2 (\bar{\alpha} \bar{R}^2)^{2/5} \left(\frac{T}{\mu}\right)^{3/10} N \quad (5.3.2.1.)$$

gde je λ talasna dužina prelaza, μ redukovana masa sistema emiter-perturber, N koncentracija perturbera, T temperatura, a $\bar{\alpha}$ srednja polarizabilnost neutralnih perturbera.

\bar{R}^2 predstavlja razliku kvadrata vektora pozicije elektrona na početnom i krajnjem nivou prelaza \bar{R}_i^2 i \bar{R}_f^2 , izražen u jedinicama a_0 (a_0 - Bohrov radijus):

$$\bar{R}^2 = \bar{R}_i^2 - \bar{R}_f^2 \quad (5.3.2.2.)$$

U Coulombovoj aproksimaciji je kvadrat vektora pozicije elektrona dat izrazom (Jones [78]):

$$\bar{R}_i^2 = \frac{n_i^{*2}}{2} [5n_i^{*2} + 1 - 3l_i(l_i + 1)] \quad (5.3.2.3.)$$

gde je l_i odgovarajući orbitalni kvantni broj, a n_i^* efektivni kvantni broj (Griem [3]):

$$n_i^* = \left(\frac{E_H}{E_j - E_i}\right)^{1/2} \quad (5.3.2.4.)$$

E_H predstavlja energiju jonizacije atoma vodonika, E_j energiju jonizacija atoma emitera, a E_i energiju gornjeg nivoa prelaza u atomu emiteru.

Srednja polarizabilnost neutralnih perturbera je data tabelarno, za različite atome, u Allen [79]. Ova veličina se može i izračunati pomoću formule date u Griem [3]:

$$\bar{\alpha} \approx \frac{9}{2} a_0^3 \left(\frac{3E_H}{4E_{2p}}\right)^2 \quad (5.3.2.5.)$$

gde je E_{2p} energija prvog pobuđenog nivoa perturbera.

Mehanizam koji uzrokuje Van der Waalsovo širenje dovodi i do pomeraja spektralnih linija (Griem [3]).

Van der Waalsovo širenje je značajno samo u plazmama sa velikom koncentracijom neutralnih atoma, kada je srednje rastojanje između njih malo. Treba napomenuti da u slučaju kada su rezonantno i van der Waalsovo širenje značajni, njihov uticaj se ne može jednostavno sabirati (Omont [80]).

5.3.3. Starkovo širenje spektralnih linija

Starkov efekat predstavlja pomeranje i cepanje energijskih nivoa u atomu ili jonu pod dejstvom električnog polja. Starkov efekat je dominantni uzrok širenja spektralnih linija u plazmi, gde je koncentracija elektrona i jona dovoljno velika i preovlađuju Coulombove sile dugog dometa. Zračenje pojedinačnih emitera se, u tom slučaju, sastoji od spektralnih linija koje su pocepane na komponente i pomerene u odnosu na spektralne linije izolovanih emitera. S obzirom da je električno mikropolje u plazmi promenljivo u vremenu i prostoru, iznos pomeranja i cepanja energijskih nivoa se razlikuje od emitera do emitera. Iz tog razloga se u sumarnom efektu zračenja velikog broja emitera iz plazme detektuju proširene i pomerene spektralne linije (Slika 5.3.1.).

Kod atoma vodonika i jona vodonikovog tipa se javlja linearni Starkov efekat, tj. iznos energije za koji se energijski nivo u atomu pomeri je linearno srazmeran jačini spoljašnjeg električnog polja. Pod dejstvom linearnog Starkovog efekta dolazi do širenja spektralne linije, ali je njen pomeraj mali u poređenju sa širinom linije. Detalji u vezi sa spektralnim linijama ovog tipa se mogu naći u radovima Kepple i Griem [81], Griem [4], Vidal i dr. [82], Demura i Sholin [83], Djurović i dr. [84, 85], Cardeñoso i Gigosos [86] i Gigosos i dr. [87]. Zbog velike širine linija usled linearnog Starkovog efekta, te linije mogu biti vrlo korisne za dijagnostiku plazme. Nije međutim uvek pogodno ili moguće koristiti linije vodonika. Vodonik nije prisutan u svakoj plazmi. Velika širina linije nekada i nije prednost jer su na liniju često superponirane spektralne linije emitovane od strane drugih atoma i njihovih jona. U takvim slučajevima profili vodoničnih linija nisu dobro definisani.

Za atome i jone koji nisu vodonikovog tipa je karakteristična kvadratna zavisnost promene energije nivoa u atomu od jačine spoljašnjeg električnog polja. To je tzv. kvadratični Starkov efekat. U ovom slučaju su pomeraji spektralnih linija uporedivi sa poluširinama linija. Nakon objavljivanja radova Baranger [88-90] i Kolb i Griem [91], javilo se veliko interesovanje za Starkovo širenje i pomeraj ovih spektralnih linija i

usledila su brojna istraživanja. Zbog relativno male širine linija usled kvadratičnog efekta one su pogodne za dijagnostiku plazme viših elektronskih koncentracija i temperatura. U teorijskim ispitivanjima Štarkovog efekta su se formirala dva dominantna pristupa (Dimitrijević [92]).

U radovima Griem i dr. [93], Bennet i Griem [94], su računati profili spektralnih linija emitovanih od strane neutralnih atoma. Jons i dr. [95] su radili proračune za spektralne linije jonskih emitera. Ovi radovi ispituju centar i krila linije odvojeno. Sumarni rezultati se mogu naći u Griem [4]. U toku emisije fotona, atom je izložen dejstvu električnog polja elektrona i jona u plazmi. Te perturbacije se mogu smatrati značajnima samo za vreme trajanja direktnog sudara perturbera sa emiterom. Kako se, međutim, mase elektrona i jona veoma razlikuju, vreme trajanja perturbacije atoma elektronom je mnogo kraće od vremena trajanja perturbacije pod dejstvom jona. Osim toga, vreme trajanja sudara elektrona sa atomom je mnogo kraće od vremena koje protekne između dva uzastopna takva sudara. Iz tog razloga se perturbujuće polje javlja u vidu kratkotrajnih impulsa. Uticaj koji elektroni kao perturberi imaju na spektralnu liniju se uglavnom manifestuje u centru linije, a teorija koja opisuje ovu pojavu je sudarna teorija (Baranger [88-90], Griem i dr. [93], Sahal i van Regemorter [96], Sahal-Brechet [97, 98], Cooper i Oertel [99, 100]). Joni kao perturberi se kreću dovoljno sporo, pa se perturbujuće električno polje može smatrati kvazistatičkim. Uticaj jona se najviše odražava na krila spektralne linije i opisan je kvazistatičkom teorijom (Holtsmark [101, 102], Kuhn [103], Margenau [104]). Profil celokupne spektralne linija se, u skladu sa navedenom slikom, dobija u vidu funkcije koja se na krilima pokorava kvazistatičkoj aproksimaciji, a u centru sudarnoj aproksimaciji. Kod jona je dominantan uticaj sudara sa elektronima što pojednostavljuje teorijske proračune (Baranger [90], Cooper i Oertel [99], Seaton [105]).

U drugom pristupu se koristi unificirani metod, u kojem se profil spektralne linije tretira kao celina (Voslamber [106, 107], Dufty [108], Smith i dr. [109], Vidal i dr. [82], Barnard i dr [110]). Unificirani metod je pogodan za spektralne linije čiji profil ne odgovara Lorentzovom profilu. Metod modeliranja električnog polja (Brissaud i Frisch [111, 112], Brissaud i dr. [113, 114]) takođe spada u grupu kvantno mehanički izvedenih unificiranih teorija (Tran Minh i van Regemorter [115], Tran Minh i dr. [116]). Ovaj metod se koristi u slučajevima kada je izražen efekat dinamike jona (Seidel [117]), jer

omogućava istovremeno i ravnomerno tretiranje dejstva elektrona i jona. Pre pojave unificiranih teorija, nastao je niz teorija za oblast između sudarnog i kvazistatičkog modela Ohno [118], Ross [119], Mead [120], Bezzerides [121]).

Postoji više revijskih članaka Baranger [122], Breene [123], Griem [124], Sobelman [125], Lisica [126] kao i monografija Griem [3, 4] posvećenih Starkovom širenju spektralnih linija u plazmi. Moguće je takođe naći i opis spektralnih metoda za određivanje parametara plazme, baziranih na profilima spektralnih linija, kao na primer u Lochte-Holtgreven [68], i Podgornyi [127]. Kritički prikaz eksperimentalnih radova dat je u sveskama (Critical Review) Konjević i dr. [5 - 11] i Lesage [12], a bibliografije radova vezanih za problematiku širenja spektralnih linija su u Fuhr i dr. [128 - 132].

Kao što je već napomenuto, u slučaju neutralnih emitera, širenju spektralne linije najviše doprinose sudari emitera sa elektronima, ali se ni sudari sa jonima ne mogu zanemariti. Spektralne linije tada imaju asimetrični, tzv. $j(x)$ profil (Griem [4], Griem i dr. [93]), koji predstavlja konvoluciju elektronskog sudarnog i kvazistatičkog jonskog profila. Uticaj jona na poluširinu i pomeraj spektralnih linija se tada uzima u obzir kao popravka na vrednosti koje daje sudarna teorija.

Ukoliko su emiteri joni, do širenja spektralnih linija dolazi uglavnom pod dejstvom sudara emitera sa elektronima i u tom slučaju se primenjuje samo sudarna teorija (Griem [3]).

Sve spektralne linije koje su ispitivane u ovom radu su jonske linije nevodoničnog tipa. Sudarna teorija (Griem [71]) daje Lorentzov oblik profila spektralne linije:

$$I(\omega) = \frac{w}{\pi} \frac{I_0}{(\omega - \omega_0 - d)^2 + w^2} \quad (5.3.3.1.)$$

gde je ω ugaona frekvencija, a ω_0 položaj centra linije. Polu-poluširina spektralne linije, w , i njen pomeraj, d , predstavljaju Starkove parametre i definisani su pomoću izraza:

$$w + id = N \int_0^\infty v f(v) dv \int_{\rho_{\min}}^\infty 2\pi \rho d\rho [1 - S_i S_f]_{\text{sr}} \quad (5.3.3.2.)$$

gde je $f(v)$ funkcija raspodele perturbatora po brzinama, ρ sudarni parametar, a S_i i S_f matrice koje opisuju rasejanje perturbatora na višim, odnosno nižim, energijskim stanjima u atomu. Usrednjavanje po svim uglovima, $[...]_{\text{sr}}$, se može vršiti preko putanje perturbatora, pri čemu je orijentacija dipolnog momenta atoma (ako se samo dipolna interakcija uzima

u obzir) fiksirana (Griem i dr [93]). Usrednjavanje se može vršiti i preko orijentacije atoma (Baranger [88-90], Sahal-Brechot [97]), pri čemu se pretpostavlja da je putanja perturbirana fiksirana.

5.4. Prirodno širenje spektralnih linija

Na kraju treba pomenuti i prirodno širenje spektralnih linija. Ono je uvek prisutno i posledica je neodređenosti energijskih nivoa atoma. Usled konačnog vremena života pobuđenih energijskih stanja u atomu, τ , iz Heisenbergove relacije sledi da energijski nivoi imaju neodređenost $\Delta E \leq \hbar/\tau$. Zbog toga širina emitovane spektralne linije zavisi od zbira energijskih neodređenosti početnog i krajnjeg stanja prelaza. Širina spektralne linije, izražena u intervalu frekvencija, je (Mitchner i Kruger [67]):

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m} \right) \quad (5.4.1.)$$

gde su τ_n i τ_m srednja vremena života nivoa između kojih se vrši prelaz. U slučaju prelaza na osnovno stanje ($\tau_0 \rightarrow \infty$), širenju linije doprinosi samo ekscitovano stanje ($\Delta\nu \approx 1/2\pi\tau_n$). Na osnovu jednačine (5.4.1.) prirodna širina linije je srazmerna zbiru verovatnoća prelaza. Kako se verovatnoće prelaza razlikuju za različite nivoe, prirodno širenje linije je različito za različite prelaze.

Spektralna raspodela intenziteta linije, uzrokovana prirodnim širenjem, se može opisati Lorentzovim profilom (Mitchner i Kruger [67]). Prirodna širina linije je vrlo mala, reda veličine 10^{-5} nm. Iz tog razloga je doprinos prirodnog širenja u potpunosti zanemarljiv u odnosu na ostale efekte koji doprinose širenju profila spektralnih linija koje se emituju iz plazme.

5.5. Aproksimativne formule za izračunavanje elektronskog širenja i pomeranja spektralnih linija

Potpuni kvantnomehanički proračun Starkovih parametara je dat u Griemovim Tabelama (Griem [4]). Ovaj pristup računanju Starkovih parametara je vrlo složen i moguće ga je izvršiti samo za ograničen broj elemenata, atoma i jona, kao i spektralnih linija. Ukoliko je dovoljno samo proceniti vrednosti ovih parametara, pristupa se pojednostavljenim proračunima Starkovih parametara koristeći aproksimativne formule.

Ove formule se koriste i kada nije moguće potpuno kvantnomehaničko izračunavanje. Takav je slučaj sa višeelektronskim sistemima.

Osim toga, ponekad u bazama podataka nedostaju neki podaci potrebni za potpun kvantnomehanički račun. Problemi mogu nastati i kada je potrebno izvršiti izračunavanje za više elemenata i veliki broj spektralnih linija. To je često slučaj u astrofizici prilikom proračuna zvezdanih atmosfera i tada se obično pribegava uprošćenom računu, tj. koriste se aproksimativne formule.

5.5.1. Griemova semiempirijska formula za Starkove parametre izolovanih jonskih linija

Ako se za slučaj sudarne aproksimacije pretpostavi da različiti perturbatori odvojeno interaguju sa emiterima i da je samo ukupna promena perturbujućeg sistema značajna, poluširina spektralne linije se, prema Baranger [90], može napisati kao:

$$w_S = \frac{1}{2} N \left[v \left(\sum_{i'} \sigma_{i'i} + \sum_{f'} \sigma_{f'f} + \int |f_i(\theta, \phi) - f_f(\theta, \phi)|^2 d\Omega \right) \right]_{sr} \quad (5.5.1.1.)$$

gde je N koncentracija perturbatora, tj. slobodnih elektrona, a v brzina tih elektrona. Usrednjavanje se vrši po brzini. Sa $\sigma_{i'i}$ i $\sigma_{f'f}$ su označeni neelastični preseki za sudare koji dovode do prelaza sa početnog stanja i i krajnjeg stanja f na stanje i' , odnosno f' . Veličine f_i i f_f su amplitude elastičnog rasejanja za stanje i , odnosno f , perturbovanog sistema, a integracija se vrši po prostornom uglu Ω . U gornjem izrazu je pretpostavljeno da spektralna linija ima Lorentzov profil.

S obzirom da je za izračunavanje poluširine spektralne linije prema izrazu (5.5.1.1.) neophodno znati sve vrednosti sudarnih preseka i amplituda rasejanja, pogodno je uvesti aproksimacije. U semiempirijskoj formuli koju je izveo Griem [133], pretpostavlja se da je na višim temperaturama doprinos elastičnih sudara širenju spektralne linije zanemarljiv, pa se poluširina spektralne linije računa prema:

$$w_{SE} = 8 \left(\frac{\pi}{3} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\hbar}{m a_0} N \left(\frac{E_H}{k_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\sum_{i'} R_{i'i}^2 g \left(\frac{E}{\Delta E_{i'i}} \right) + \sum_{f'} R_{f'f}^2 g \left(\frac{E}{\Delta E_{f'f}} \right) \right] \quad (5.5.1.2.)$$

gde je $E = 3k_B T/2$ energija elektrona perturbatora, a $\Delta E_{j'j} = |E_{j'} - E_j|$ razlika energije perturbacionog nivoa j' i perturbovanog nivoa j . R_i i R_f predstavljaju srednja rastojanja emitujućeg elektrona u početnom, odnosno krajnjem stanju i izražena su u jedinicama a_0 . Gauntov faktor (Griem [133], Seaton [134], Van Regemorter [135] i Fisher i dr. [136]) je označen sa g i predstavlja verovatnoću promene energije elektrona sa vrednosti koju je imao pre sudara, na vrednost koju ima nakon sudara. Ukoliko je, međutim, najbliži perturbacioni nivo u jednačini (5.5.1.2.) dovoljno daleko od E_i ili E_f , da bude ispunjen uslov $E/\Delta E_{j'j} \lesssim 2$, g postaje konstantno (Griem [133]). Tada se relacija (5.5.1.2.) može znatno pojednostaviti:

$$w_{SSE}(\text{\AA}) = 0.4430 \cdot 10^{-8} \frac{\lambda^2(\text{cm})N(\text{cm}^{-3})}{T^{1/2}} (R_{ii}^2 + R_{ff}^2) \quad (5.5.1.3.)$$

i važi:

$$R_{jj}^2 = \sum_{j'} R_{j'j}^2 \approx \frac{1}{2} \left(\frac{n_j}{Z} \right)^2 [5n_j^2 + 1 - 3l_j(l_j + 1)] \quad (5.5.1.4.)$$

gde je n_j efektivni glavni kvantni broj, l_j kvantni broj orbitalnog momenta impulsa, $(Z - 1)$ naelektrisanje jona, a T se izražava u K.

Semiempirijska formula za izračunavanje Starkovog pomeraja, prema Griem [133], glasi:

$$d_{SSE} = 8 \left(\frac{\pi}{3} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\hbar}{ma_0} N \left(\frac{E_H}{k_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \sum_{i',f'} \left[\frac{\Delta E_{i'i}}{|\Delta E_{i'i}|} R_{i'i}^2 g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{i'i}} \right) - \frac{\Delta E_{f'f}}{|\Delta E_{f'f}|} R_{f'f}^2 g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{f'f}} \right) \right] \quad (5.5.1.5.)$$

odakle se vidi da su proračuni za pomeraj slični proračunima poluširine linije, ali se koriste drugačiji Gaunt faktori.

5.5.2. Modifikovana semiempirijska formula za jonske spektralne linije

Polazeći od Griemove semiempirijske formule (5.5.1.2.) i nakon dodatnih pojednostavljanja i modifikacija, u radu Dimitrijević i Konjević [137] je dobijen sledeći izraz za elektronsku polu-poluširinu spektralne linije:

$$\begin{aligned}
w_{S\ MSE} = & \frac{8\pi}{3} \frac{\hbar^2}{m^2} N \left(\frac{2m}{\pi k_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\pi}{\sqrt{3}} \cdot \\
& \left[R_{l_i, l_i+1}^2 \tilde{g} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_i, l_i+1}} \right) + R_{l_i, l_i-1}^2 \tilde{g} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_i, l_i-1}} \right) \right. \\
& + R_{l_f, l_f+1}^2 \tilde{g} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_f, l_f+1}} \right) + R_{l_f, l_f-1}^2 \tilde{g} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_f, l_f-1}} \right) \\
& + \sum_{i'} (R_{ii'}^2)_{\Delta n \neq 0} g \left(\frac{3k_B T n_i^3}{4Z^2 E_H} \right) \\
& \left. + \sum_{f'} (R_{ff'}^2)_{\Delta n \neq 0} g \left(\frac{3k_B T n_f^3}{4Z^2 E_H} \right) \right] \quad (5.5.2.1.)
\end{aligned}$$

Prelazi sa $\Delta n = 0$ su izdvojeni kako bi se prevazišli problemi usled nedostatka atomskih parametara u literaturi. Pored toga je pretpostavljena i aproksimacija LS sprege. Zahvaljujući tim pretpostavkama je dovoljno izračunati samo dva matrična elementa:

$$R_{l, l'}^2 \simeq \left(\frac{3n}{2Z} \right)^2 \frac{\max(l, l')}{2l+1} [n^2 - \max^2(l, l')] \varphi^2 \quad (5.5.2.2.)$$

$$\sum_{j'} (R_{jj'}^2)_{\Delta n \neq 0} \simeq \left(\frac{3n_j}{2Z} \right)^2 \frac{1}{9} (n_j^2 + 3l_j^2 + 3l_j + 11) \quad (5.5.2.3.)$$

pri čemu se svi doprinosi za $\Delta n \neq 0$ računaju pomoću izraza (5.5.2.3.).

Za prelaz sa nepromenjenim glavnim kvantnim brojem n , kao granica Gaunt faktora se, prema Kobzev [138], koristi:

$$g = 0.9 - \frac{1}{Z} \quad (5.5.2.4.)$$

Gauntov faktor se za veće energije elektrona računa na osnovu relacije:

$$g = 0.7 - \frac{1.1}{Z} + g(x) \quad (5.5.2.5.)$$

gde je $Z - 1$ naelektrisanje jona, a $x = 3k_B T / 2 |\Delta E_{j'j}|$.

Za neelastični deo u jednačini (5.5.2.1.) se može proceniti najbliži perturbacioni nivo, kao:

$$\Delta E_{n, n+1} \approx 2Z^2 E_H / n^3 \quad (5.5.2.6.)$$

Pri visokim temperaturama, npr. za $x > 50$, svi Gauntovi faktori se računaju u skladu sa granicom za visoku temperaturu (Griem i dr. [93]):

$$\tilde{g}_{j'j} = g_{j'j} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \left[\frac{1}{2} + \ln \left(\frac{2Zk_B T}{n_j^2 \Delta E_{j'j}} \right) \right] \quad (5.5.2.7.)$$

Treba napomenuti da je ova formula izvedena za dvostruko i trostruko jnizovane atome, ali se može koristiti i za jednostruko jonizovane atome.

Na osnovu istih pretpostavki, koje su korišćene u prethodnom izvođenju, Dimitrijević i Kršljanin [139] su izveli modifikovanu semiempirijsku formulu za izračunavanje Starkovih pomeraja:

$$\begin{aligned} d_{S\ MSE} = & \frac{4\pi}{3} \frac{\hbar^2}{m^2} N \left(\frac{2m}{\pi k_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\pi}{\sqrt{3}} \cdot \\ & \left[R_{l_i, l_i+1}^2 \tilde{g}_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_i, l_i+1}} \right) - R_{l_i, l_i-1}^2 \tilde{g}_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_i, l_i-1}} \right) \right. \\ & - R_{l_f, l_f+1}^2 \tilde{g} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_f, l_f+1}} \right) + R_{l_f, l_f-1}^2 \tilde{g} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_f, l_f-1}} \right) \\ & + \sum_{i'} (R_{ii'}^2)_{\Delta n \neq 0} g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{n_i, n_i+1}} \right) - 2 \sum_{i', (\Delta E_{ii'} < 0)} (R_{ii'}^2)_{\Delta n \neq 0} g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{ii'}} \right) \\ & - \sum_{f'} (R_{ff'}^2)_{\Delta n \neq 0} g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{n_f, n_f+1}} \right) \\ & \left. + 2 \sum_{f', (\Delta E_{ff'} < 0)} (R_{ff'}^2)_{\Delta n \neq 0} g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{ff'}} \right) + \sum_k \delta_k \right] \quad (5.5.2.8.) \end{aligned}$$

Vrednosti Gaunt faktora se računaju na osnovu tabelarnih vrednosti (Dimitrijević i Kršljanin [139]). Suma $\sum_k \delta_k$ je različita od nule samo ukoliko postoji vrlo blizak jak perturbacioni nivo $|\Delta E_{jj'}| \ll |\Delta E_{n, n+1}|$. Ukoliko je taj uslov ispunjen, suma se može izračunati kao:

$$\delta_{i'} = \pm (R_{ii'}^2) \left[g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{ii'}} \right) \mp g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{n_i, n_i+1}} \right) \right] \quad (5.5.2.9.)$$

ili

$$\delta_{f'} = \mp (R_{ff'}^2) \left[g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{ff'}} \right) \mp g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{n_f, n_f+1}} \right) \right] \quad (5.5.2.10.)$$

gde donji znak odgovara $\Delta E_{jj'} < 0$.

5.5.3. Pojednostavljena modifikovana semiempirijska formula za jonske spektralne linije

Pojednostavljena modifikovana semiempirijska formula za poluširinu i pomeraj jonskih spektralnih linija je data u radu Dimitrijević i Konjević [140]. Ove pojednostavljene relacije su dobijene na osnovu modifikovanih semiempirijskih relacija (5.5.2.1.) i (5.5.2.8.), uz uvođenje dodatnih pretpostavki. Analogno pojednostavljivanju Griemove semiempirijske formule (5.5.1.2.), izvršeno je uprošćavanje relacije (5.5.2.1.) za sve slučajeve kada je $E/\Delta E \leq 2$. Za Gaunt faktore važi $g = 0.2$ i $\tilde{g} = 0.7 - 1.1/Z$. Pored toga, za $\Delta n = 0$ se može pretpostaviti da je $\varphi^2 = 1$ (Griem [4]), pa se za Starkovu poluširinu spektralne linije dobija:

$$w_{S\ SMSE}(\text{\AA}) = 0.4430 \cdot 10^{-8} \frac{\lambda^2(\text{cm})N(\text{cm}^{-3})}{T^{1/2}} \sum_{j=i,f} \left[R_j^2 + \frac{\tilde{g}_{th} - g_{th}}{g_{th}} \left(\frac{3n_j}{2Z} \right)^2 (n_j^2 - l_j^2 - l_j - 1) \right] \quad (5.5.3.1.)$$

pri čemu je $R_j^2 = \sum_{j'} R_{j'}^2$.

S obzirom da prelazi za koje važi $\Delta n \neq 0$ ne doprinose ukupnoj širini spektralne linije sa više od 25%, a i to je kompenzovano pretpostavkom da je $\varphi^2 = 1$, ovi prelazi se mogu zanemariti i dobija se:

$$w_{S\ SMSE}(\text{\AA}) = 2.2151 \cdot 10^{-8} \frac{\lambda^2(\text{cm})N(\text{cm}^{-3})}{T^{1/2}} \left(0.9 - \frac{1.1}{Z} \right) \sum_{j=i,f} \left(\frac{3n_j}{2Z} \right)^2 (n_j^2 - l_j^2 - l_j - 1) \quad (5.5.3.2.)$$

gde su n_i i n_f efektivni kvantni brojevi gornjeg i donjeg energijskog nivoa prelaza.

Modifikovana semiempirijska formula za pomeraj spektralnih linija (Dimitrijević i Kršljanin [139]) (5.5.1.8.), se uz zanemarivanje sudara za $\Delta n \neq 0$, takođe može pojednostaviti (Dimitrijević i Konjević [140]) i tada glasi:

$$d_{S\ SMSE} = \frac{4\pi}{3} \frac{\hbar^2}{m^2} N \left(\frac{2m}{\pi k_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\pi}{\sqrt{3}} \cdot \left[R_{l_i, l_i+1}^2 \tilde{g}_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_i, l_i+1}} \right) - R_{l_i, l_i-1}^2 \tilde{g}_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_i, l_i-1}} \right) - R_{l_f, l_f+1}^2 \tilde{g}_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_f, l_f+1}} \right) + R_{l_f, l_f-1}^2 \tilde{g}_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_f, l_f-1}} \right) + \sum_k \delta_k \right] \quad (5.5.3.3.)$$

gde je suma $\sum_k \delta_k$ različita od nule samo ako perturbacioni nivoi jako narušavaju pretpostavljenu aproksimaciju, tj. ako postoje nivoi sa $|\Delta E_{jj'}| \ll |\Delta E_{n, n+1}|$ (Dimitrijević i Konjević [140]). Doprinosi takvih nivoa bi se tada trebali računati prema:

$$\delta_j = \pm \varepsilon_j (R_{jj'}^2) \left[g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{jj'}} \right) \pm g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{n_i, n_i+1}} \right) \right] \quad (5.5.3.4.)$$

gde donji predznak odgovara $\Delta E_{jj'} < 0$, i važi:

$$\varepsilon_j = \begin{cases} +1, & j = i \\ -1, & j = f \end{cases} \quad (5.5.3.5.)$$

Ako se uzme u obzir da je $\tilde{g}_{sh} \equiv \tilde{g}$ i g_{sh} u blizini granice, koristeći istu proceduru kao i za širinu, za $E/\Delta E \leq 2$ se dobija (Dimitrijević i Konjević [140]):

$$d_{S\ SMSE} \approx 1.1076 \cdot 10^{-8} \frac{\lambda^2(\text{cm})N(\text{cm}^{-3})}{T^{\frac{1}{2}}} \left(0.9 - \frac{1.1}{Z} \right) \frac{9}{4Z^2} \cdot \sum_{j=i, f} \frac{n_j^2 \varepsilon_j}{2l_j + 1} \{ (l_j + 1) [n_j^2 - (l_j + 1)^2] - l_j (n_j^2 - l_j^2) \} \quad (5.5.3.6.)$$

Ukoliko postoje svi nivoi $l_{i, f} \pm 1$, može se izvesti dodatno sumiranje jednačine (5.5.3.6.), čime se dobija (Dimitrijević i Konjević [140]):

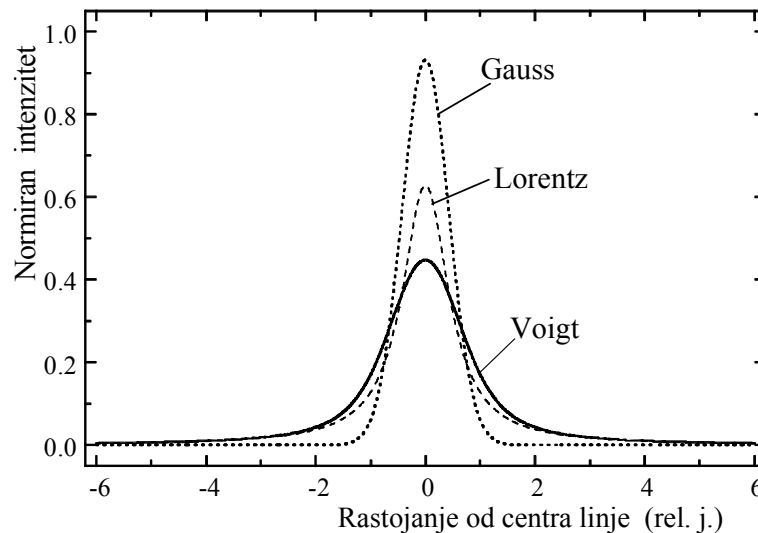
$$d_{S\ SMSE} \approx 1.1076 \cdot 10^{-8} \frac{\lambda^2(\text{cm})N(\text{cm}^{-3})}{T^{\frac{1}{2}}} \left(0.9 - \frac{1.1}{Z} \right) \cdot \frac{9}{4Z^2} \sum_{j=i, f} \frac{n_j^2 \varepsilon_j}{2l_j + 1} (n_j^2 - 3l_j^2 - 3l_j - 1) \quad (5.5.3.7.)$$

5.6. Dekonvolucija eksperimentalnih profila spektralnih linija

Kao što je već ranije napomenuto, svi mehanizmi širenja spektralnih linija deluju istovremeno i doprinose ukupnom profilu spektralne linije. Usled toga profil snimljene spektralne linije predstavlja konvoluciju profila, odnosno funkcija spektralne raspodele intenziteta, kojima su opisani pojedinačni mehanizmi širenja spektralne linije. U slučaju spektralnih linija koje emituju pobuđeni joni i koje su opisane u ovom radu, van der Wallsovo i rezonantno širenje su zanemarljivi pa snimljeni profil predstavlja konvoluciju Gaussovog profila, $I_G(\Delta\lambda)$, koji obuhvata doprinose instrumentalnog i Dopplerovog širenja, i Lorentzovog profila, $I_L(\Delta\lambda)$, koji je posledica Starkovog širenja spektralne linije:

$$I_V(\Delta\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} I_L(\Delta\lambda') I_G(\Delta\lambda - \Delta\lambda') d(\Delta\lambda') \quad (5.6.1.)$$

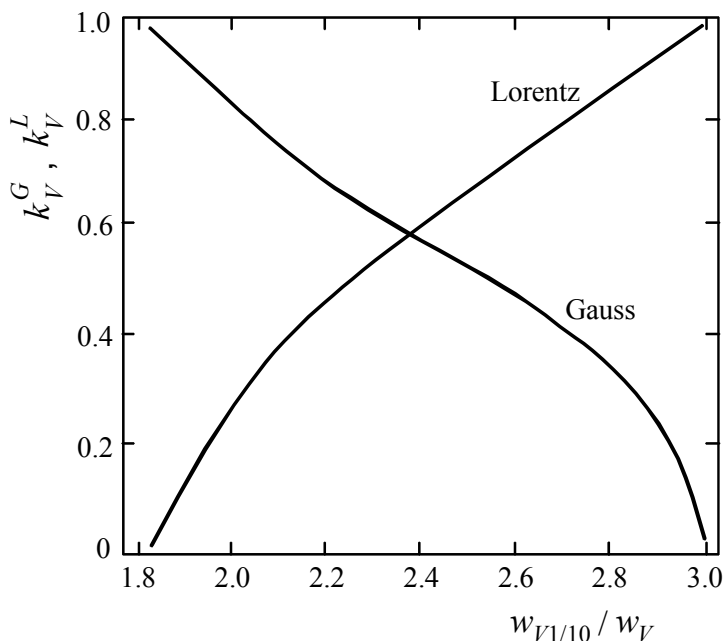
Konvoluirani profil, $I_V(\Delta\lambda)$, u razmatranom slučaju predstavlja Voigtov profil (Slika 5.6.1.) i opisan je u radu Davies i Vaughan [141].



Slika 5.6.1. Poređenje Gaussovog, Lorentzovog i Voigtovog profila.

Da bi se odredila Starkova poluširina eksperimentalnog profila, potrebno je izvršiti dekonvoluciju Voigtovog profila. U radu Davies i Vaughan [141] su date tabelirane vrednosti faktora $k_V^G = w_G/w_V$ i $k_V^L = w_L/w_V$ u funkciji odnosa $w_{V1/10}/w_V$. Ovde w_V

predstavlja poluširinu Voigtovog profila, a $w_{V1/10}$ širinu Voigtovog profila izmerenu na jednoj desetini od maksimalnog intenziteta. Grafički prikaz tabelarnih vrednosti k_V^G i k_V^L je dat na Slici 5.6.2.



Slika 5.6.2. Grafički prikaz zavisnosti parametara k_V^G i k_V^L od $w_{V1/10}/w_V$.

Nakon što se za datu vrednost odnosa $w_{V1/10}/w_V$ ispitivane spektralne linje očitaju vrednosti faktora k_V^G i k_V^L , tražena Gaussova i Lorentzova poluširina se mogu izračunati na osnovu izraza:

$$w_G = k_V^G w_V \quad (5.6.2)$$

i

$$w_L = k_V^L w_V \quad (5.6.3)$$

S obzirom na Gaussov oblik njihovih pojedinačnih profila, poluširine instrumentalnog, w_I , i Dopplerovog profila, w_D , su sa poluširinom rezultujućeg Gausovog profila, w_G , povezane relacijom:

$$w_G = \sqrt{w_I^2 + w_D^2} \quad (5.6.4)$$

Ako se van der Waalsovo i rezonanto širenje ne mogu potpuno zanemariti, tada je ukupna Lorentzova poluširina jednaka zbiru pojedinačnih poluširina:

$$w_L = w_S + w_W + w_R \quad (5.6.5.)$$

U suprotnom, Lorentzova poluširina je jednaka Starkovoj poluširini.

Korisno je takođe izračunati w_G pomoću formule (5.6.4.) i uporediti sa rezultatom dobijenim iz (5.6.2.). Ako je postupak dekonvolucije sproveden pravilno, ove dve vrednosti treba da budu jednake.

Osim prikazanog metoda dekonvolucije moguće je dobiti Lorentzovu poluširinu fitovanjem konvolucionog integrala (5.6.1.) preko eksperimentalnog profila spektralne linije što je i korišćeno prilikom obrade eksperimentalnih profila u ovom radu. Intenzitet kontinuuma je uključen u postupak fitovanja u vidu linearne funkcije.

5.7. Samoapsorpcija spektralnih linija u plazmi

Pobuđeni atomi ili joni u plazmi pri deekscitaciji emituju zračenje izotropno u svim pravcima, ali samo zračenje emitovano u pravcu posmatranja, nakon napuštanja plazme, stiže do detektora. U toku prostiranja kroz homogenu plazmu, deo posmatranog zračenja se apsorbuje od strane atoma ili jona iste vrste koji se nalaze u nižem energijskom stanju, pri čemu se oni pobuđuju. Iako se pri deekscitaciji ovih atoma emituje zračenje istovetno apsorbovanom, ono se emituje u proizvoljnim pravcima, pa samo zanemarljivo mali deo tog zračenja stiže do detektora. Opisani efekat se naziva samoapsorpcija. Mera u kojoj je samoapsorpcija prisutna srazmerna je koncentraciji odgovarajućih atoma ili jona u nižem energijskom stanju. Ukoliko u posmatranoj plazmi dolazi do samoapsorpcije, intenziteti snimljenih linija su manji od stvarnih vrednosti, što dovodi do pogrešnog očitavanja vrednosti poluširina, za koje se tada dobijaju vrednosti koje su veće od stvarnih. Prema tome, ukoliko je ovaj efekat prisutan, potrebno ga je ukloniti ili barem smanjiti, a profile spektralnih linija, ukoliko je to moguće, korigovati. U suprotnom se profili samoapsorbovanih spektralnih linija moraju odbaciti.

Intenzitet zračenja talasne dužine λ , emitovanog iz plazme dužine l koja se nalazi u stanju lokalne termodinamičke ravnoteže, je prema Wiese [142] dat izrazom:

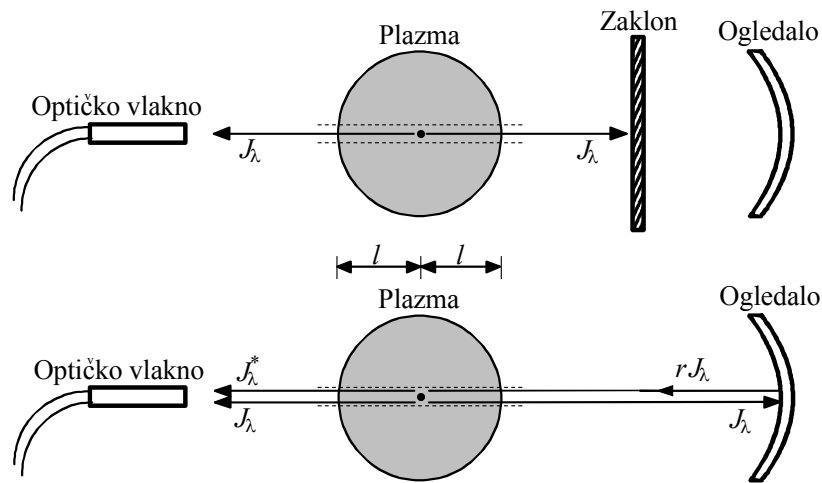
$$I_{\lambda,l} = B_{\lambda,l} (1 - e^{-k_{\lambda} l}) \quad (5.7.1.)$$

gde je $B_{\lambda,l}$ Plankova funkcija, a k_{λ} apsorpcioni koeficijent plazme za zračenje talasne dužine λ . Apсорpcioni koeficijent je povezan sa emisionim koeficijentom ϵ_{λ} relacijom:

$$\varepsilon_\lambda = k_\lambda B_{\lambda,l} \quad (5.7.2.)$$

U zavisnosti od optičke debljine plazme, $\tau_\lambda = k_\lambda l$, mogu se razlikovati tri slučaja u vezi sa samoapsorpcijom spektralnih linija. Ukoliko je $k_\lambda l \ll 1$, u pitanju je optički tanka plazma i samoapsorpcija je zanemarljiva. Tada se relacija (5.7.1.) može razviti u red i uz zanemarivanje viših članova dobiti da je $I_{\lambda,l} = B_{\lambda,l} k_\lambda l$. Za slučaj $k_\lambda l \gg 1$, plazma je optički debela i emituje zračenje poput crnog tela, samoapsorpcija je velika, spektralne linije gube karakterističan oblik, a $I_{\lambda,l} \cong B_{\lambda,l}$. Za $k_\lambda l \leq 1$, samoapsorpcija je prisutna, ali se spektralne linije mogu korigovati i dobiti profili poput profila linija emitovanih iz optički tanke plazme.

Pre početka obrade eksperimentalnih profila spektralnih linija, potrebno je proveriti postojanje samoapsorpcije. Različiti metodi provere se mogu naći u radovima Konjević i Wiese [6] i Gigosos [143]. Za potrebe ovog rada, prisustvo samoapsorpcije je provereno upoređivanjem zračenja emitovanog direktno iz plazme i reflektovanog zračenja koje se vraća kroz plazmu (Slika 5.7.1.). Detalji se mogu naći u Djurović [144] i Djurović i dr. [145].



Slika 5.7.1. Postupak provere postojanja i korekcije na samoapsorpciju.

Intenzitet zračenja koje potiče iz centra plazme, prelazi put l kroz plazmu. Zračenje se pomoću optičkog vlakna dovodi na ulaznu pukotinu monohromatora i snima pomoću fotomultiplikatora ili pomoću ICCD kamere. Ako se stvarni, tj. neapsorbovani, intenzitet zračenja označi sa I_λ , intenzitet zračenja koji dospeva do optičkog vlakna je:

$$J_\lambda = I_\lambda e^{-k_\lambda l} \quad (5.7.3.)$$

gde je k_λ apsorpcioni koeficijent plazme za zračenje talasne dužine λ . Ako se ispred sfernog ogledala, koje je postavljeno na dvostrukož žižnoj daljini od centra plazme, ukloni zaklon, na ulazni deo optičkog vlakna će stizati i reflektovano zračenje. Zračenje tada kroz plazmu prelazi rastojanje l do ogledala, reflektuje se, a zatim na putu do optičkog vlakna prolazi kroz celu debljinu plazme $2l$ (Slika 5.7.1.). Intenzitet reflektovanog zračenja koje pada na optičko vlakno je tada:

$$J_\lambda^* = r J_\lambda e^{-2 k_\lambda l} = r I_\lambda e^{-3 k_\lambda l} \quad (5.7.4.)$$

U tom slučaju na vlakno pada intenzitet $J_\lambda + J_\lambda^*$.

Apsorpcioni koeficijent k_λ ima najveću vrednost na poziciji centra spektralne linije i opada prema krilima linije. Na kontinuumu je $k_\lambda = 0$. To omogućava da se koeficijent refleksije ogledala, r , može odrediti na osnovu relacije:

$$r = \frac{I_C^* - I_C}{I_C} \quad (5.7.5.)$$

gde je I_C izmereni intenzitet zračenja kontinuumu bez upotrebe sfernog ogledala, a I_C^* izmereni intenzitet zračenja kontinuumu kada postoji i reflektovano zračenje (Slika 5.7.2.). Neapsorbovani intenziteti se mogu napisati i u obliku:

$$I_\lambda = J_\lambda + \Delta J_\lambda \quad (5.7.6.)$$

$$I_\lambda^* = J_\lambda^* + \Delta J_\lambda^* \quad (5.7.7.)$$

gde su ΔJ_λ i ΔJ_λ^* odgovarajuće korekcije na samoapsorpciju (Slika 5.7.2.).

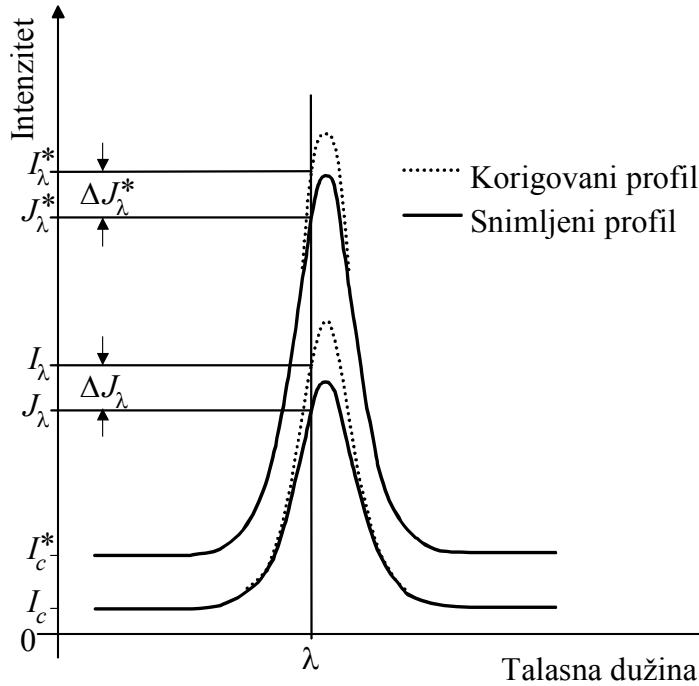
Na osnovu prethodnih izraza se može odrediti iznos korekcije:

$$\Delta J_\lambda = J_\lambda \left[\left(r \frac{J_\lambda}{J_\lambda^*} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (5.7.8.)$$

Neapsorbovani profil se može rekonstruisati računanjem intenziteta na pojedinačnim talasnim dužinama pomoću relacije:

$$I_\lambda = J_\lambda \left(r \frac{J_\lambda}{J_\lambda^*} \right)^{1/2} \quad (5.7.9.)$$

koja sledi iz (5.7.6.) i (5.7.8.).



Slika 5.7.2. Apsorbovani i korigovani profil spektralne linije.

U izvođenju predthodnog izraza je pretpostavljeno da se zračenje emituje samo iz centralnog dela plazme, dok su u stvarnom slučaju atomi emitera raspoređeni po celoj zapremini plazme. Dobijeni rezultat predstavlja srednju vrednost, s obzirom da se zračenje koje se emituje iz dela plazme bliže optičkim vlaknima manje apsorbuje od zračenja emitovanog iz udaljenijih delova plazme.

Za proveru optičke debljine plazme se koristi izraz dobijen na osnovu (5.7.3.), (5.7.6.) i (5.7.8.):

$$\tau_\lambda = k_\lambda l = \frac{1}{2} \ln \left(r \frac{J_\lambda}{J_\lambda^*} \right) \quad (5.7.10.)$$

Dovoljno je da uslov $k_\lambda l \leq 1$ bude ispunjen samo na talasnoj dužini maksimuma linije, s obzirom da je tu samoapsorpcija najveća. Drugačiji način obračuna korekcije na samoapsorpciju je dat u Konjević [10], ali je konačan rezultat korekcije isti kao i na osnovu ovde prikazanog računa.

Glava VI

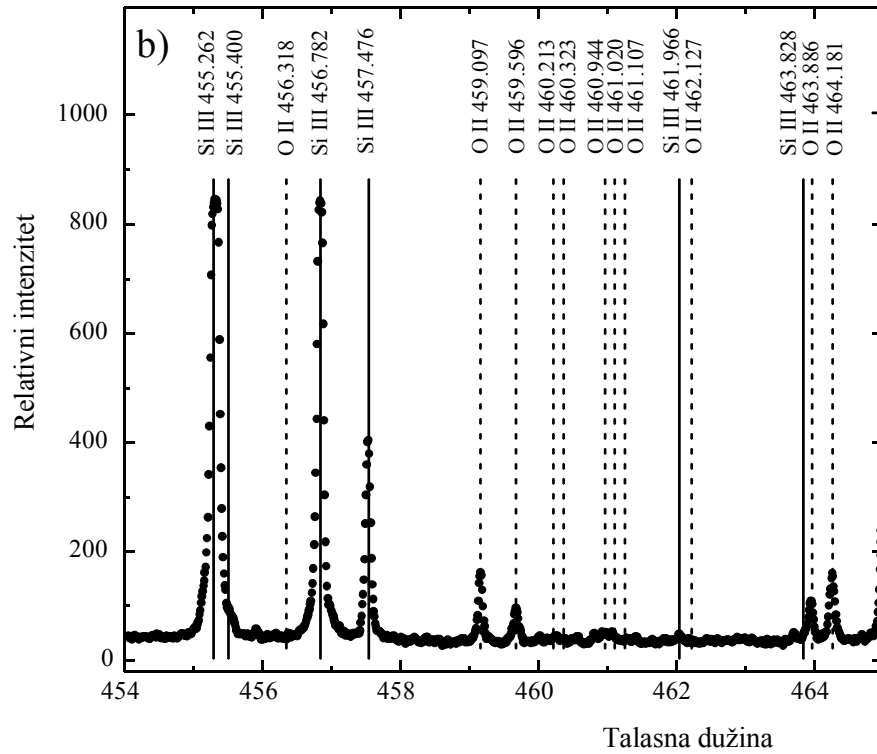
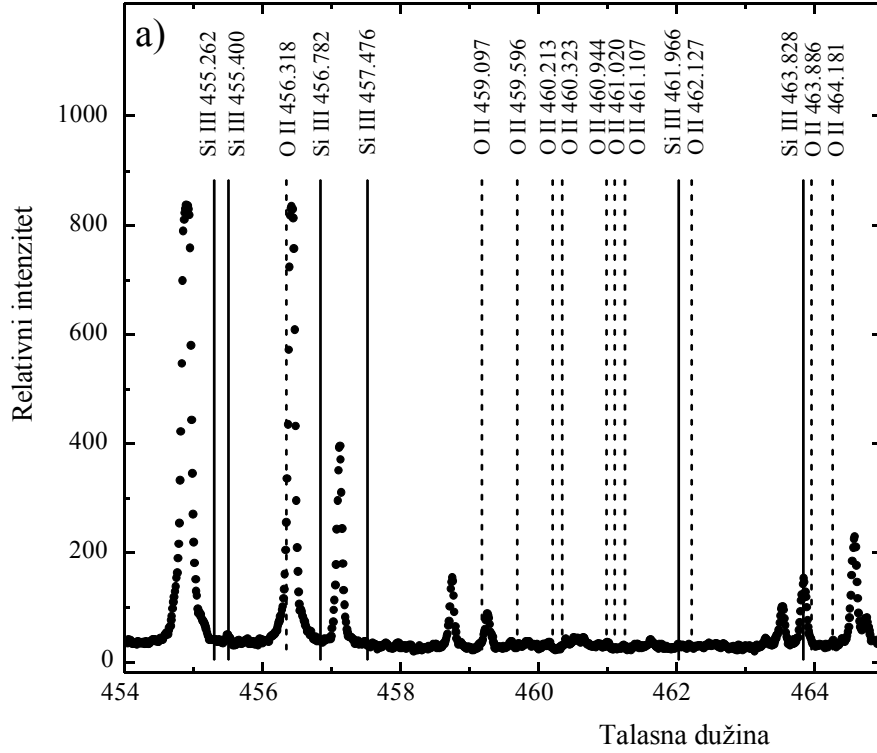
OBRADA SPEKTRALNIH LINIJA

6.1. Identifikacija spektralnih linija

Pre bilo kakve obrade podataka i određivanja parametara spektralnih linija neophodno je izvršiti identifikaciju linija u snimljenom spektru. Pogrešna identifikacija dovodi do pogrešnog rezultata. Identifikacija je urađena pomoću kompjuterskog programa napravljenog u našoj Laboratoriji, posebno za ovu namenu. Za korišćenje programa je potrebno prvo učitati snimljeni deo spektra. Iz NIST Atomic Spectra Database [64] treba učitati podatke o spektralnim linijama, atoma ili jona, koje se očekuju u spektru.

Snimljeni spektar i položaji spektralnih linija iz [64] se prikazuju zajedno na ekranu (Slika 6.1.1.). Položaji spektralnih linija su prave talasne dužine linija i na ekranu su prikazani pomoću vertikalnih linija. Na Slici 6.1.1.a je prikazano početno stanje. Naime, položaji spektralnih linija u snimljenom delu spektra se ne poklapaju ni sa jednim položajem spektralnih linija koje bi se mogle pojaviti u spektru. Brojne vrednosti talasnih dužina na osi su vrednosti očitane sa skale spektrometra. Usled mehaničkog prenosa, uvek postoji izvesna greška u odnosu na položaj difrakcione rešetke i na skali nije moguće očitati tačne vrednosti talasnih dužina. Iz tog razloga je potrebno pomerati spektar dok se što veći broj linija iz spektra ne poklopi sa naznačenim položajima uzetim iz baze podataka [64]. Na taj način su spektralne linije identifikovane. U slučaju da spektralna linija ima izražen i pomeraj, poklapanje referentnih položaja i položaja snimljenih spektralnih linija neće biti potpuno. Ovo je prikazano na Slici 6.1.1.b. U prikazanom primeru se pojavljuju samo linije O II i Si III. Treba primetiti da se u snimljenom spektru ne pojavljuju sve linije koje su navedene u bazi [64].

Ponekad, kada se pojavljuje više stepena jonizacije, u ovom radu su to jednostruko i dvostruko jonizovani atomi, moguća su preklapanja nekih od ovih spektralnih linija što



Slika 6.1.1. Identifikacija spektralnih linija.

može otežati identifikaciju. U tom slučaju je korisno uporediti tablične vrednosti intenziteta. Iako intenziteti linija zavise od vrste izvora u kojem je nastalo zračenje, u mnogim slučajevima upoređivanje odnosa tabličnih i izmerenih intenziteta može biti od koristi.

Razlikovanje spektralnih linija koje potiču od različitih jonizacionih stanja moguće je i na osnovu posmatranja spektra u kasnijim vremenima života plazme. U tom slučaju se može primetiti da se spektralne linije emitera u višem jonizacionom stanju brže gase. Nekada se u posmatranom delu spektra mogu pojaviti i linije iz drugog difrakcionog reda, o čemu takođe treba voditi računa.

6.2. Korekcija na spektralnu osetljivost i provera samoapsorpcije

Spektralna osetljivost sistema je opisana u Poglavlju 3.3. Pre obrade profila spektralnih linija urađena je korekcija prema krivoj osetljivosti (Slika 3.3.2.). Ova korekcija nije od većeg značaja za pojedinačne profile posmatranih spektralnih linija u ovom radu. Pri upoređivanju intenziteta linija korišćenih za određivanje elektronske temperature metodom Boltzmann plot, korekcija na spektralnu osetljivost se mora izvršiti. U slučaju širokih spektralnih linija korekcija se mora uraditi za svaki takav pojedinačni profil. Takvu korekciju je bilo neophodno izvršiti za liniju He 447.1 nm, koja je u ovom radu korišćena za određivanje elektronske koncentracije.

Optička debljina plazme korišćene u ovom radu je ispitana pomoću relacije (5.7.10.) i utvrđeno je da je uslov $k_{\lambda} l \leq 1$ ispunjen za svaku posmatranu liniju. Samoapsorpcija ovom radu nije predstavljala problem, jer je koncentracija emitera O II, Si II i Si III u plazmi bila vrlo mala, s obzirom da ovi elementi potiču od ablacije staklenog zida T-cevi.

6.3. Obrada eksperimentalnih profila

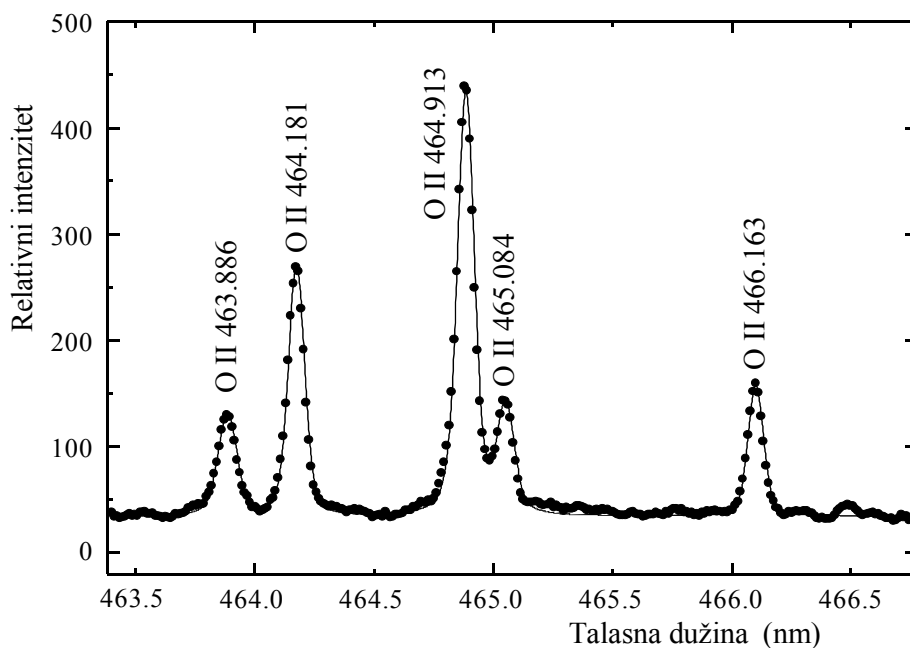
Kao što je u Poglavlju 5.6. već napomenuto, u ovom radu su ispitivani profili spektralnih linija emitovanih od strane pobuđenih jona, pa se profili linija mogu opisati pomoću Voigtovog profila (5.6.1.).

Poluširina instrumentalnog profila zavisi od pozicije difrakcione rešetke, tj. talasne dužine i od pozicije spektralne linije na CCD čipu (Poglavlje 3.2.3., Slika 3.2.3.3.). Prema

tome, pri obradi je za svaku liniju pojedinačno korišćena odgovarajuća vrednost instrumentalne poluširine.

Za svaku spektralnu liniju je računat i doprinos Dopplerovog širenja (Poglavlje 5.2., formula 5.2.4.). Dopplerova poluširina svih posmatranih linija je u opsegu od 0.005 nm do 0.01 nm.

Dekonvolucija eksperimentalnih profila je urađena pomoću kompjuterskog programa napisanog u našoj Laboratoriji. Primer fitovanog dela spektra, u kojem se pojavljuju samo spektralne linije jonizovanog kiseonika, je prikazan na Slici 6.3.1. Svaki snimljeni deo spektra je rezultat usrednjavanja deset snimaka. Kako je sistem za pražnjenje bio dobro podešen, odstupanje intenziteta spektranih linija u sukcesivnim snimcima je unutar 3% do 5%.



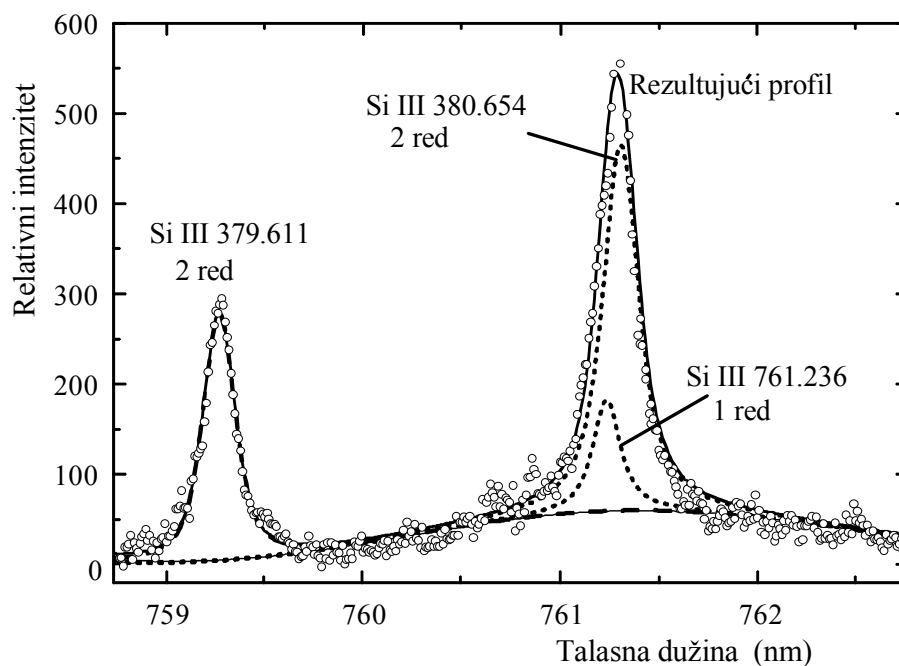
Slika 6.3.1. Primer fitovanog dela spektra. Tačkama su predstavljene eksperimentalni profili, a puna linija predstavlja Voigtove profile.

Na slici 6.3.1. se vidi da Voigtovi profili veoma dobro opisuju snimljenu i korigovanu raspodelu intenziteta spektralnih linija. Prilikom fitovanja kontinuum je tretiran zavisno od oblika, kao linearna funkcija ili kao kriva linija.

Kao rezultat fita se dobijaju Lorentzova i Gaussova poluširina i površina profila spektralne linije. Površina predstavlja intenzitet spektralne linije i koristi se kod Boltzmannovog plota za određivanje temperature.

Da bi se dobila čista Starkova poluširina treba proceniti i doprinos van der Waalsovog i rezonantnog širenja. Van der Waalsova poluširina je računata na osnovu formule (5.3.2.1.) i za sve posmatrane O II, Si II i Si III linije je bila u opsegu $(2 - 12) \cdot 10^{-5}$ nm. Rezonantna poluširina je računata na osnovu formule (5.3.1.1.). Za linije O II, kod kojih je ovaj efekat moguć, izračunate vrednosti su u opsegu $(1 - 13) \cdot 10^{-5}$ nm. Za linije Si II rezonantna poluširina je između $6 \cdot 10^{-6}$ nm i $2.3 \cdot 10^{-3}$ nm. Kod linija Si III nije bilo takvih slučajeva. Prema ovim rezultatima, dobijena Lorentzova poluširina je ujedno i Starkova poluširina. Lorentzove tj. Starkove poluširine izmerene u ovom radu se za linije O II kreću u opsegu od 0.04 nm do 0.14 nm, za linije Si II u opsegu od 0.01 nm do 0.29 nm, a za linije Si III u opsegu od 0.03 nm do 0.17 nm.

Treba takođe napomenuti da primenjeni metod dekonvolucije veoma dobro funkcioniše čak i u slučajevima kada su linije skoro potpuno preklapljene. Na Slici 6.3.2. je dat primer preklapanja linija Si III 761.236 nm iz prvog difrakcionog reda i Si III 380.654 iz drugog difrakcionog reda. Za razdvajanje ovih profila korišćena su dva Voigtova profila.



Slika 6.3.2. Primer preklapanja linije Si III 761.236 nm iz prvog, i linije Si III 380.654 nm iz drugog difrakcionog reda

Glava VII

REZULTATI MERENJA STARKOVIH POLUŠIRINA LINIJA O II, Si II i Si III

7.1. Značaj Starkovih poluširina linija O II, Si II, Si III i postojeći rezultati

Kiseonik i silicijum se u laboratorijskim plazmama najčešće javljaju u vidu nečistoća koje potiču sa zidova staklenih cevi za pražnjenje. U slučaju T-cevi korišćene u ovom radu, najveća ablacija unutrašnjeg zida cevi se javlja na mestu spajanja horizontalnog i vertikalnog dela cevi, usled dejstva udarnog talasa. Osim laboratorijskih plazmi, neutralni i jonizovani kiseonik i silicijum su često prisutni i u astrofizičkim plazmama, pa se Starkovi parametri njihovih spektralnih linija mogu koristiti za dijagnostiku ovih plazmi. Rezultati i analiza koji su predstavljeni u Poglavljevima od 7.1 do 7.4 su objavljeni u radu Gavanski i dr. [146].

U sveskama Critical Review (Konjević i Wiese [6, 9], Konjević i dr. [8, 11], Lesage [12]) se može naći pregled i ocena kvaliteta eksperimentalnih podataka za Starkove parametre spektralnih linija jonizovanog kiseonika i silicijuma, koji su navedeni u do sada objavljenim radovima. Tu su eksperimentalni rezultati klasifikovani u četiri kategorije: kategorija A za rezultate sa greškama merenja unutar 15%, kategorija B unutar 30%, kategorija C unutar 50% i kategorija D za greške preko 50%. Kategorizacija rezultata je izvršena na osnovu nekoliko utvrđenih kriterijuma, kao što su metod snimanja spektralnih linija, karakteristike izvora plazme, tačnost korišćenih metoda za dijagnostiku plazme, provera prisustva samoapsorpcije i analiza prisutnih mehanizama širenja koji utiču na proceduru dekonvolucije.

U radu Wiese i Konjević [147] je izvršena analiza pravilnosti i sličnosti poluširina proširenih spektralnih linija emitovanih iz plazme, koje se mogu očekivati na osnovu atomske strukture emitera. Opšti zaključak je da se poluširine spektralnih linija koje

pripadaju istom multipletu slažu unutar nekoliko procenata, poluširine spektralnih linija istog supermultipleta unutar $\pm 30\%$, a poluširine spektralnih linija istog prelaza unutar $\pm 40\%$. Odstupanja od navedenih zaključaka su moguća jedino ako postoji nepravilnost u atomskoj strukturi emitera, npr. prisustvo vrlo bliskog perturbacionog nivoa u odnosu na gornji ili donji nivo posmatranog prelaza. Ukoliko takva nepravilnost ne postoji, odstupanje izmerenih poluširina od navedenih zaključaka znači da dobijeni eksperimentalni podaci nisu ispravni.

Na osnovu svezaka Critical Review se može pronaći sedam radova koji se bave merenjima Starkovog širenja linija O II: Platiša i dr. [148], Purić i dr. [149], Djeniže i dr. [150], Djeniže i dr. [151], Blagojević i dr. [152], del Val i dr. [153] i Srećković i dr. [154]. Svi rezultati u navedenim radovima su ocenjeni ocenom B u sveskama Critical Review, osim rezultata datih u radu del Val i dr. [153], koji su ocenjeni kao B i C.

Starkovo širenje linija Si II je tema petnaest radova, a kvalitet objavljenih rezultata je ocenjen u sveskama Critical Review. Rezultati Wollschlägera i dr. [155] su ocenjeni sa A i B. Rezultati u radovima Chapelle i Czernichowski [156], Chiang i Griem [157], Pérez i dr. [158] i Lesage i Redon [159] su ocenjeni ocenom B. Rezultati kvaliteta B i C su dati u radu Pérez i dr. [160]. U radovima Miller [161], Konjević i dr. [162], Purić i dr. [163], Lesage i dr. [164, 165] su dati rezultati ocenjeni sa C. Radovi Lesage i Miller [166], Kush i Schröder [167] predstavljaju rezultate ocenjene sa D. Rezultati predstavljeni u radu Gonzáles i dr. [168] nisu ocenjeni u sveskama Critical Review, ali su navedene njihove eksperimentalne greške, koje se kreću od 11% do 58%. Rad Bukvić i dr. [169] nije analiziran u Critical Review sveskama, a eksperimentalne greške navedene u tom radu iznose od 11% do 20%. Postoje takođe i velika neslaganja u rezultatima objavljenim u gore navedenim radovima.

Podaci za Starkovo širenje spektralnih linija Si III se mogu naći samo u nekoliko radova. Prema sveskama Critical Review, podaci kvaliteta od A do D se mogu naći u radu Gonzáles i dr. [170], podaci kvaliteta B u radu Djeniže i dr. [171], a podaci kvaliteta C u radovima Platiša i dr. [172] i Purić i dr. [173]. Podaci objavljeni u radu Kush i Schröder [167] su ocenjeni sa D. Eksperimentalne greške u radu Bukvić i dr. [169] leže u opsegu od 11% do 20%.

Na osnovu podataka koji su analizirani u sveskama Critical Review se može zaključiti da dostupne eksperimentalno dobijene vrednosti za Starkove poluširine spektralnih linija O II, Si II i Si III nisu dovoljno pouzdane ni konzistentne.

U ovom radu su izmerene Starkove poluširine 45 spektralnih linija O II, 13 spektralnih linija Si II i 14 spektralnih linija Si III. Vrednosti Starkovih poluširina za 6 linija su prvi put objavljene u radu Gavanski i dr. [146]. Pri analizi rezultata, izmerene vrednosti Starkovih poluširina su ispitane u skladu sa kriterijumom datim u Wiese i Konjević [147]. Analogna provera je izvršena i za Starkove poluširine koje su dobijene u eksperimentima drugih autora. Pored toga, rezultati dobijeni u ovom radu su upoređeni sa rezultatima drugih autora. Eksperimentalni podaci dobijeni u ovom radu i eksperimentalni podaci drugih autora su takođe upoređeni i sa teorijskim vrednostima. Teorijske vrednosti Starkovih poluširina posmatranih spektralnih linija su preuzete iz Griem [4], računane na osnovu modifikovane semiempirijske (MSE) formule (5.5.2.1), prema Dimitrijević i Konjević [137] i računane pomoću pojednostavljene (SMSE) formule (5.5.3.2.), prema Dimitrijević i Konjević [140].

7.2. Starkove poluširine spektralnih linija jednostruko jonizovanih atoma kiseonika

U ovom radu su predstavljeni eksperimentalni rezultati Starkovih poluširina za 37 spektralnih linija O II, koje su snimljene u spektralnom intervalu od 370 nm do 490 nm. Snimljene spektralne linije potiču iz 18 različitih multiplata i nastaju pri 3s - 3p, 3p - 3d i 3d - 4f prelazima (Gavanski i dr. [146]).

Vrednosti Starkovih poluširina snimljenih spektralnih linija su prikazani u Tabeli 7.2.1. Oznake elektronskih prelaza i multiplata su navedene u prve dve kolone, po redosledu koji je dat u bazi podataka NIST Atomic Spectra Database [64], a talasne dužine spektralnih linija su date u trećoj koloni i izražene su u nm. Četvrta i peta kolona sadrže vrednosti parametara plazme. Elektronska temperatura je izražena u K, a elektronska koncentracija u 10^{23} m^{-3} . U sledećoj koloni, w , su predstavljene vrednosti Starkovih poluširina spektralnih linija dobijenih u ovom radu, kao i vrednosti dobijenih od strane drugih autora: Platiša i dr. [148], Purić i dr. [149], Djeniže i dr. [150], Djeniže i dr. [151], Blagojević i dr. [152], del Val i dr. [153] i Srećković i dr. [154].

Tabela 7.2.1. Eksperimentalno dobijene Starkove poluširine za spektralne linije O II. Vrednosti poluširina iz ovog rada označene sa OR su upoređene sa dostupnim podacima drugih autora: Platiša i dr. [148], Purić i dr. [149], Djeniže i dr. [150], Djeniže i dr. [151], Blagojević i dr. [152], del Val i dr. [153], i Srećković i dr. [154]. Svi eksperimentalni podaci su upoređeni i sa teorijskim vrednostima iz: Griem [4], w_{Gr} , Dimitrijević i Konjević [137], w_{MSE} , i Dimitrijević i Konjević [140], w_{SMSE} .

Prelaz	Multiplet	Tal. duž. (nm)	T_e (K)	N_e (10^{23} m^{-3})	w (10^{-1} nm)	Ref	w_m/w_{OA}	w/w_{Gr}	w/w_{MSE}	w/w_{SMSE}
$(^3P)3s - (^3P)3p$	$(1) ^4P - ^4D^o$	463.886	54000	2.8	0.64	[151]	0.80	0.75	0.85	1.82
			40000	1.0	0.220	[153]	0.96	0.70	0.74	1.51
			15000	1.45	$0.501 \pm 12.6\%$	OR		0.93	0.71	1.45
		464.181	54000	2.8	0.62	[151]	0.84	0.72	0.82	1.75
			40000	1.0	0.223	[153]	0.97	0.71	0.74	1.52
			15000	1.45	$0.510 \pm 12.6\%$	OR		0.95	0.72	1.47
		464.913	25900	0.52	0.12	[148]	1.15	0.70	0.61	1.26
			40000	1.0	0.209	[153]	1.02	0.67	0.69	1.41
			15000	1.45	$0.507 \pm 12.6\%$	OR		0.94	0.71	1.45
		465.084	25900	0.52	0.12	[148]	1.18	0.70	0.62	1.27
			40000	1.0	0.225	[153]	0.98	0.72	0.75	1.53
			15000	1.45	$0.523 \pm 12.6\%$	OR		0.97	0.73	1.51
		466.163	15000	1.45	$0.532 \pm 12.6\%$	OR		0.98	0.74	1.52
		467.373	15000	1.45	$0.540 \pm 12.6\%$	OR		0.92	0.75	1.52
		467.624	15000	1.45	$0.549 \pm 12.6\%$	OR		1.01	0.76	1.51
$(^3P)3s - (^3P)3p$	$(2) ^4P - ^4P^o$	434.556	40000	1.0	0.258	[153]	0.70	1.18	0.96	1.95
			15000	1.45	$0.428 \pm 18.7\%$	OR		1.09	0.67	1.36

		434.943	40000	1.0	0.253	[153]	0.70	1.15	0.94	1.90
			15000	1.45	0.420 ± 18.7%	OR		1.06	0.66	1.33
		436.689	25900	0.52	0.11	[148]	1.06	0.89	0.63	1.27
			40000	1.0	0.248	[153]	0.73	1.12	0.91	1.85
			15000	1.45	0.426 ± 18.7%	OR		1.07	0.66	1.34
$(^3\text{P})3s - (^3\text{P})3p$	$(3) ^4\text{P} - ^4\text{S}^0$	371.274	25900	0.52	0.11	[148]	1.02		0.83	1.62
			43400	1.59	0.296	[149]	0.90		0.94	1.84
			15000	1.45	0.411 ± 14.3%	OR			0.85	1.65
		372.732	25900	0.52	0.10	[148]	1.12		0.75	1.46
			15000	1.45	0.412 ± 14.3%	OR			0.85	1.64
		374.949	54000	2.8	0.38	[151]	1.10		0.72	1.47
			15000	1.45	0.409 ± 14.3%	OR			0.83	1.61
$(^3\text{P})3s - (^3\text{P})3p$	$(4) ^2\text{P} - ^2\text{D}^0$	441.491	25900	0.52	0.14	[148]	0.91	0.94	0.74	1.41
			18800	0.31	0.087	[152]	1.03	0.92	0.66	1.25
			19100	0.41	0.113		1.04	0.91	0.65	1.24
			19500	0.46	0.133		0.98	0.96	0.69	1.32
			19500	0.39	0.110		1.00	0.94	0.67	1.28
			19800	0.44	0.125		0.99	0.95	0.68	1.30
			19900	0.47	0.135		0.97	0.96	0.69	1.32
			15000	1.45	0.467 ± 9.8%	OR		1.00	0.67	1.29
		441.697	18800	0.31	0.086	[152]	0.98	0.91	0.65	1.24
			19100	0.41	0.121		0.92	0.97	0.69	1.33
	19500	0.46	0.130		0.95	0.94	0.67	1.29		
	19500	0.39	0.109		0.96	0.93	0.67	1.28		

			19800	0.44	0.124		0.94	0.94	0.68	1.30
			19900	0.47	0.132		0.94	0.94	0.68	1.30
			15000	1.45	$0.442 \pm 9.8\%$	OR		0.95	0.64	1.22
$(^3\text{P})3s - (^3\text{P})3p$	$(5) ^2\text{P} - ^2\text{P}^0$	394.504	12000	0.76	0.252	[154]	0.85	1.23	0.75	1.40
			13800	0.91	0.358		0.67	1.52	0.96	1.79
			15700	1.45	0.349		1.03	0.97	0.62	1.17
			18300	1.82	0.546		0.76	1.26	0.84	1.57
			20300	1.25	0.464		0.59	1.60	1.10	2.04
			15000	1.45	$0.367 \pm 15.8\%$	OR		1.00	0.64	1.20
		395.436	54000	2.8	0.54	[151]	0.69	0.97	0.83	1.73
			12000	0.76	0.288	[154]	0.75	1.40	0.86	1.60
			13800	0.91	0.312		0.77	1.32	0.83	1.55
			15700	1.45	0.495		0.73	1.36	0.88	1.65
			18300	1.82	0.477		0.88	1.09	0.73	1.37
			20300	1.25	0.278		0.98	0.95	0.66	1.22
			15000	1.45	$0.368 \pm 15.8\%$	OR		1.00	0.64	1.20
		397.326	25900	0.52	0.12	[148]	0.94	1.02	0.76	1.41
			15000	1.45	$0.415 \pm 15.8\%$	OR		1.12	0.72	1.33
		398.271	15000	1.45	$0.412 \pm 15.8\%$	OR		1.12	0.71	1.32
$(^3\text{P})3p - (^3\text{P})3d$	$(6) ^4\text{D}^0 - ^4\text{F}$	407.216	25900	0.52	0.12	[148]	1.09	0.86	0.74	1.84
			40000	1.0	0.239	[153]	0.85	0.93	0.96	2.37
			12000	0.76	0.373	[154]	0.75	1.56	1.08	2.67
			13800	0.91	0.425		0.74	1.53	1.10	2.72
			15700	1.45	0.554		0.85	1.29	0.96	2.37

			18300	1.82	0.568		0.96	1.09	0.85	2.09
			20500	0.98	0.310		0.90	1.13	0.91	2.25
			15000	1.45	0.480 ± 19.4%	OR		1.11	0.81	1.46
		408.511	40000	1.0	0.252	[153]	0.82	0.98	1.00	2.50
			12000	0.76	0.284	[154]	1.02	1.18	0.82	2.03
			13800	0.91	0.293		1.10	1.06	0.75	1.87
			15700	1.45	0.370		1.30	0.86	0.64	1.14
			18300	1.82	0.520		1.08	0.99	0.77	1.91
			20500	0.98	0.295		0.96	1.07	0.86	2.13
			15000	1.45	0.492 ± 19.4%	OR			0.83	2.06
(¹ D)3s - (¹ D)3p	(7) ² D - ² F ^o	459.097	25900	0.52	0.13	[148]	0.80		0.66	1.33
			40000	1.0	0.223	[153]	0.73		0.73	1.48
			15000	1.45	0.385 ± 12.4%	OR			0.54	1.08
		459.618	25900	0.52	0.13	[148]	0.83		0.66	1.33
			54000	2.8	0.42	[151]	0.96		0.55	1.15
			40000	1.0	0.272	[153]	0.62		0.89	1.80
			15000	1.45	0.398 ± 12.4%	OR			0.55	1.10
(¹ D)3s - (¹ D)3p	(8) ² D - ² P ^o	391.929	15000	1.45	0.358 ± 16.2%	OR			0.65	1.27
(³ P)3p - (³ P)3d	(9) ⁴ P ^o - ⁴ P	415.330	25900	0.52	0.13	[148]	1.13	0.90	0.75	1.75
			40000	1.0	0.293	[153]	0.78	1.13	1.09	2.55
			15000	1.45	0.540 ± 9.6%	OR		1.19	0.85	1.98
		416.923	15000	1.45	0.545 ± 9.6%	OR		1.19	0.85	1.98
(³ P)3p - (³ P)3d	(10) ² D ^o - ⁴ D	471.001	60000	0.81	0.240	[150]	0.80		0.95	2.25
			15000	1.45	0.686 ± 15.2%	OR			0.80	1.79
(³ P)3p - (³ P)3d	(11) ² D ^o - ² F	470.535	60000	0.70	0.240	[150]	0.63	0.93	1.08	2.59

			18800	0.31	0.115	[152]	1.04	0.91	0.69	1.57
			19100	0.41	0.170		0.92	1.02	0.78	1.77
			19500	0.46	0.195		0.89	1.04	0.81	1.83
			19500	0.39	0.146		1.01	0.92	0.71	1.62
			19800	0.44	0.174		0.95	0.98	0.76	1.72
			19900	0.47	0.189		0.93	0.99	0.77	1.75
			15000	1.45	$0.624 \pm 13.9\%$	OR		1.00	0.72	1.63
$(^3P)3p - (^3P)3d$	$(12) ^2D^o - ^2D$	435.939	60000	0.81	0.254	[150]	0.64		1.11	2.53
			15000	1.45	$0.583 \pm 8.4\%$	OR			0.76	1.62
$(^3P)3p - (^3P)3d$	$(13) ^4S^o - ^4P$	489.086	54000	2.8	0.94	[151]	0.81	0.81	0.95	2.22
			15000	1.45	$0.751 \pm 16.5\%$	OR		1.09	0.81	1.81
		492.453	60000	0.81	0.232	[150]	0.92	0.68	0.82	1.99
			15000	1.45	$0.762 \pm 16.5\%$	OR		1.09	0.81	1.82
$(^1D)3p - (^1D)3d$	$(14) ^2F^o - ^2G$	418.545	25900	0.52	0.10	[148]	1.21		0.57	1.32
			15700	1.45	0.448	[154]	0.96		0.71	1.65
			18300	1.82	0.356		1.41		0.48	1.13
			20500	0.98	0.232		1.10		0.62	1.45
			15000	1.45	$0.442 \pm 14.9\%$	OR			0.68	1.59
		418.979	15700	1.45	0.419	[154]	1.07		0.66	1.54
			18300	1.82	0.358		1.46		0.49	1.13
			20500	0.98	0.222		1.20		0.59	1.38
			15000	1.45	$0.460 \pm 14.9\%$	OR			0.71	1.65
$(^1D)3p - (^1D)3d$	$(15) ^2D^o - ^2F$	470.316	60000	0.81	0.240	[150]	0.79		0.99	2.57
			15000	1.45	$0.681 \pm 13.7\%$	OR			0.83	2.04

$(^3\text{P})3d - (^3\text{P})4f\text{ G}$	$(16) ^4\text{F} - ^2[5]^\circ$	408.929	60000	0.81	0.538	[150]	0.71		3.69
			40000	1.0	1.009	[153]	0.57		4.57
			15000	1.45	$1.368 \pm 17.9\%$	OR			2.62
$(^3\text{P})3d - (^3\text{P})4f\text{ D}$	$(17) ^4\text{P} - ^2[3]^\circ$	430.383	60000	0.81	0.774	[150]	0.45		4.91
			40000	1.0	1.186	[153]	0.44		4.98
			15000	1.45	$1.233 \pm 22.6\%$	OR			2.19
$(^1\text{D})3p - (^1\text{D})3d$	$(18) ^2\text{P}^\circ - ^2\text{D}$	487.152	60000	0.81	0.284	[150]	0.71	1.02	2.42
			15000	1.45	$0.725 \pm 13.6\%$	OR		0.78	1.73

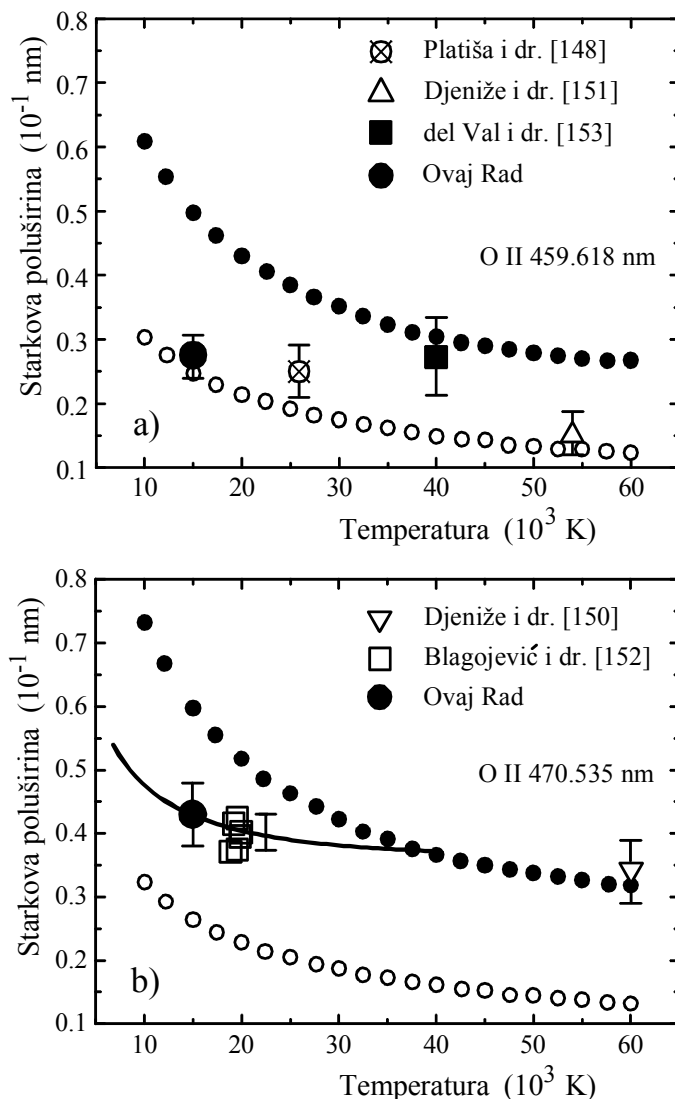
Uz vrednosti Starkovih poluširina dobijenih u ovom radu naznačene su procenjene vrednosti eksperimentalne greške i rezultati su praćeni oznakom OR. U sledećoj koloni su predstavljeni odnosi poluširina spektralnih linija koje su merene u ovom radu, w_m , i vrednosti koje su objavljene u radovima ostalih autora, w_{OA} . U poslednje tri kolone su dati odnosi svih eksperimentalno dobijenih i odgovarajućih teorijskih vrednosti Starkovih poluširina. Teorijske vrednosti Starkovih poluširina koje su preuzete iz Griem [4] su označene sa w_{Gr} , vrednosti računane pomoću modifikovane semiempirijske formule (Dimitrijević i Konjević [137]) sa w_{MSE} , a vrednosti računane pomoću pojednostavljene semiempirijske formule (Dimitrijević i Konjević [140]) sa w_{SMSE} .

Vrednosti Starkovih poluširina koje su dobijene ovom radu se uglavnom dobro slažu sa kriterijumima koji su ustanovljeni u Wiese i Konjević [147]. Tako je slaganje eksperimentalno dobijenih poluširina za linije iz 3s - 3p prelaza unutar $\pm 19.8\%$, a za linije iz 3p - 3d prelaza unutar $\pm 26.6\%$. Slaganje poluširina unutar supermultipleta je $\pm 13\%$. Starkove poluširine za spektralne linije koje pripadaju istom multipletu ne odstupaju više od nekoliko procenata, a najviše 5% za multiplete 4 i 5. Prema tome, kada se uzmu u obzir i eksperimentalne greške, spektralne linije snimane u ovom radu ispunjavaju i kriterijum za multiplete iz Wiese i Konjević [147].

Većina rezultata ostalih autora zadovoljava kriterijume za prelaze i supermultiplete. Rezultati objavljeni u Platiša i dr. [148] zadovoljavaju kriterijum slaganja Starkovih poluširina unutar multipleta za multiplete 1, 2 i 7, a rezultati objavljeni u Blagojević i dr. [152] za multiplet 4. Rezultati dati u del Val i dr. [153] zadovoljavaju ovaj kriterijum za multiplete 1, 2 i 6, dok u multipletu 7 dva rezultata odstupaju za $\pm 9.9\%$ od srednje vrednosti. Eksperimentalni podaci koji su objavljeni u radu Srećković i dr [154] značajno odstupaju od kriterijuma za slaganje poluširina unutar multipleta. Odstupanja poluširina spektralnih linija, oko srednjih vrednosti, u ovom radu iznose $\pm 20.8\%$ za multiplet 5, 11.7% za multiplet 6 i 18.9% za multiplet 14.

Radi poređenja rezultata dobijenih u ovom radu sa rezultatima drugih autora, koji su dobijeni pri drugačijim uslovim u plazmi, potrebno je preračunati sve rezultate na iste uslove. Za preračunavanje je korišćena linearna zavisnost Starkove poluširine od elektronske koncentracije i $T^{-1/2}$ zavisnost od temperature. Odnos Starkovih poluširina koje su merene u ovom radu i Starkovih poluširina objavljenih u radovima drugih autora se uglavnom kreće od 0.6 do 1.2, kao što se može videti u osmoj koloni Tabele 7.2.1.

Izuzetke čine rezultati objavljeni u radu Srećković i dr. [154], za koje, u multipletu 14, odnos w_m/w_{OA} ima vrednosti od između 0.96 i 1.46, i rezultati iz Djeniže i dr. [150] i del Val i dr. [153], za koje, u multipletu 17, taj odnos ima vrednost 0.45, odnosno 0.44. Rezultati dobijeni u ovom radu se najbolje slažu sa rezultatima koji su dati u radu Blagojević i dr. [152], i odnos w_m/w_{OA} iznosi od 0.92 do 1.04, za multiplete 4 i 11.



Slika 7.2.1. Poređenje eksperimentalnih i teorijskih vrednosti. a) Podaci za liniju iz multipleta 7 i b) za liniju iz multipleta 11. Greške su naznačene prema vrednostima navedenim u odgovarajućim radovima. Puna linija (—) odgovara vrednostima iz Griem [4], niz manjih tačaka (●●●●) odgovara vrednostima iz Dimitrijević i Konjević [137], a niz kružića (○○○○) odgovara vrednostima iz Dimitrijević i Konjević [140]. Sve vrednosti odgovaraju elektronskoj koncentraciji 10^{23} m^{-3} .

Starkove poluširine dobijene u ovom radu, kao i Starkove poluširine iz radova drugih autora, su upoređene sa teorijskim vrednostima preuzetim iz Griem [4], vrednostima izračunatim na osnovu modifikovane semiempirijske formule (Dimitrijević i Konjević [137]) i vrednostima izračunatim na osnovu pojednostavljene semiempirijske formule (Dimitrijević i Konjević [140]). Na Slici 7.2.1. su predstavljene neki od eksperimentalnih podataka, kao i teorijski dobijene vrednosti. Svi eksperimentalni rezultati se najbolje slažu sa teorijskim vrednostima iz Griem [4], pri čemu odnos w/w_{Gr} iznosi između 0.7 i 1.18 za većinu spektralnih linija. Izuzetke čine rezultati iz Srećković i dr. [154], gde odnos w/w_{Gr} uzima vrednosti do 1.40, 1.50 i 1.60 za linije iz multipleta 5 i 6.

Eksperimentalno dobijene vrednosti su manje od vrednosti dobijenih na osnovu Dimitrijević i Konjević [137], pa odnos w/w_{MSE} ima vrednost od 0.6 do 1. Ovaj odnos je veći od 1 samo u nekoliko slučajeva (Tabela 7.2.1.). Usled nedostatka podataka o perturbacionim nivoima, koji su neophodni za račun, za multiplet 16 i 17 nedostaju teorijske vrednosti računane na osnovu MSE.

Nasuprot tome, eksperimentalni rezultati su veći od teorijskih vrednosti računatih pomoću SMSE formule. Odnos w/w_{SMSE} je, prema tome, veći od 1 u svim slučajevima i uglavnom uzima vrednosti od 1.3 i 2.5. Iz ovog opsega su izuzeti multipljeti 16 i 17, za rezultate iz Djeniže i dr. [150] i del Val i dr. [153], sa odnosom w/w_{SMSE} između 4 i 5.

7.3. Starkove poluširine spektralnih linija jednostruko jonizovanih atoma silicijuma

Eksperimentalno dobijene vrednosti Starkovih poluširina za 10 spektralnih linija Si II su analizirane i predstavljene u ovom poglavlju (Gavanski i dr. [146]). Snimljene spektralne linije potiču iz 16 različitih multipljeta. Dobijeni rezultati, kao i njihovo poređenje sa rezultatima drugih autora i teorijskim vrednostima, su predstavljene u Tabeli 7.3.1. Podaci u ovoj Tabeli su organizovani na isti način kao i u Tabeli 7.2.1. Treba napomenuti da je za poslednju liniju u Tabeli 7.3.1. korišćena oznaka iz Striganov i Sventitskii [174], s obzirom da ti podaci nedostaju u NIST bazi podataka [64]. Analiza i upoređivanje dobijenih vrednosti Starkove poluširine su izvršeni na isti način kao u Poglavlju 7.2.

Tabela 7.3.1. Eksperimentalno dobijene vrednosti Starkovih poluširina za spektralne linije Si II (Ovaj Rad - OR) su upoređene sa dostupnim podacima ostalih autora: Wollschläger i dr. [155], Chiang i Griem [157], Pérez i dr. [158], Lesage i Redon [159], Pérez i dr. [160], Konjević i dr. [162], Purić i dr. [163], Lesage i dr. [164], Lesage i dr. [165], Lesage i Miller [166], González i dr. [168] i Bukvić i dr. [169]. Svi eksperimentalni podaci su upoređeni i sa teorijskim vrednostima iz: Griem [4], w_{Gr} , Dimitrijević i Konjević [137], w_{MSE} , i Dimitrijević i Konjević [140], w_{SMSE} .

Prelaz	Multiplet	Tal. duž. (nm)	T_e (K)	N_e (10^{23} m^{-3})	w (10^{-1} nm)	Ref	w_m/w_{OA}	w/w_{Gr}	w/w_{MSE}	w/w_{SMSE}
3s 3p ² - 3s ² 4p	(1) ² D – ² P ^o	385.366	12000	1.0	0.57	[155]	0.85			1.49
			12100	1.0	0.54		0.90		1.41	
			12500	1.0	0.55		0.87		1.46	
			13400	1.0	0.57		0.81		1.57	
			18000	1.0	0.52	[168]	0.76		1.66	
			15000	1.0	0.535	[169]	0.81		1.56	
			15000	1.45	0.631 ± 13.7%	OR			1.27	
			385.602	12000	1.0	0.59	[155]	0.87		1.54
				12100	1.0	0.51		1.01		1.33
				12500	1.0	0.50		1.01		1.33
		12600		1.0	0.60		0.84		1.60	
		13400		1.0	0.58		0.84		1.60	
		13500		1.0	0.58		0.84		1.60	
		13600		1.0	0.53		0.91		1.47	
		14000		1.0	0.60		0.80		1.69	
		14300		1.0	0.53		0.89		1.51	
		14300		1.0	0.51		0.93		1.45	

	18000	1.0	1.00	[157]	0.42	3.19
	8500	1.0	0.40	[162]	1.53	0.88
	9700	1.0	0.38		1.51	0.89
	8700	1.0	0.52	[163]	1.17	1.15
	10600	1.0	0.54		1.02	1.32
	12800	1.0	0.56		0.89	1.51
	16400	1.0	0.56		0.79	1.70
	10000	1.0	1.07	[164]	0.53	2.54
	16000	1.0	0.64	[165]	0.70	1.92
	20000	1.0	0.68		0.59	2.29
	22000	1.0	0.66		0.58	2.33
	18000	1.0	0.50	[168]	0.84	1.59
	15000	1.0	0.490	[169]	0.94	1.43
	15000	1.45	0.669 ± 16.5%	OR		1.34
386.260	12000	1.0	0.63	[155]	0.72	1.64
	12100	1.0	0.56		0.81	1.46
	12500	1.0	0.60		0.74	1.59
	13100	1.0	0.61		0.73	1.66
	13400	1.0	0.53		0.81	1.46
	13500	1.0	0.57		0.75	1.57
	13600	1.0	0.60		0.71	1.66
	14000	1.0	0.53		0.79	1.49
	14300	1.0	0.61		0.68	1.73
	14300	1.0	0.51		0.82	1.45

			18000	1.0	0.98	[157]	0.38			3.12
			8500	1.0	0.42	[162]	1.28			0.92
			9700	1.0	0.42		1.20			0.98
			8700	1.0	0.44	[163]	1.21			0.97
			10600	1.0	0.48		1.01			1.17
			12800	1.0	0.50		0.88			1.34
			16400	1.0	0.48		0.81			1.46
			10000	1.0	1.05	[164]	0.47			2.49
			16000	1.0	0.64	[165]	0.61			1.92
			20000	1.0	0.68		0.52			2.28
			22000	1.0	0.66		0.51			2.33
			18000	1.0	0.50	[168]	0.74			1.59
			15000	1.0	0.430	[169]	0.95			1.25
			15000	1.45	$0.589 \pm 14.8\%$	OR				1.18
$3s^24s - 3s^24p$	$(2) ^2S - ^2P^o$	634.710	18000	1.0	2.14	[157]	0.47	1.07	1.42	1.89
			35000	0.98	1.20	[158]	0.58	0.69	1.11	1.51
			13900	0.565	1.20	[160]	0.53	0.99	1.24	1.65
			16400	0.662	1.25		0.55	0.92	1.20	1.59
			31500	0.919	1.22		0.57	0.74	1.16	1.55
			8500	1.0	1.34	[162]	1.08	0.55	0.61	0.81
			10000	1.0	1.96	[164]	0.68	0.84	0.97	1.29
			16000	1.0	1.24	[165]	0.85	0.60	0.78	1.03
			20000	1.0	1.24		0.76	0.63	0.87	1.16
			22000	1.0	1.28		0.70	0.67	0.94	1.25

			18000	1.0	1.13	[168]	0.88	0.56	0.75	1.00
			12500	1.0	1.85	[169]	0.65	0.84	1.02	1.36
			15000	1.45	1.582 ± 9.4%	OR		0.52	0.66	0.88
	637.136		18000	1.0	2.22	[157]	0.48	1.10	1.46	1.95
			35000	0.98	1.26	[158]	0.59	0.72	1.16	1.58
			13900	0.565	1.22	[160]	0.56	1.00	1.25	1.67
			16400	0.662	1.23		0.60	0.90	1.17	1.56
			31500	0.919	1.29		0.57	0.78	1.22	1.63
			8500	1.0	1.30	[162]	1.19	0.53	0.59	0.79
			8700	1.0	1.00	[163]	1.53	0.41	0.46	0.61
			10600	1.0	1.04		1.33	0.45	0.53	0.70
			12800	1.0	0.92		1.37	0.42	0.51	0.68
			16400	1.0	0.82		1.36	0.40	0.52	0.69
			10000	1.0	1.93	[164]	0.74	0.82	0.95	1.27
			16000	1.0	1.24	[165]	0.91	0.60	0.77	1.03
			20000	1.0	1.10		0.92	0.56	0.76	1.02
			22000	1.0	1.28		0.75	0.66	0.93	1.24
			18000	1.0	0.99	[168]	1.08	0.49	0.65	0.87
			12500	1.0	1.87	[169]	0.68	0.85	1.03	1.37
			15000	1.45	1.691 ± 12.7%	OR		0.55	0.70	0.94
3s ² 3d - 3s ² 4f	(3) ² D - ² F ^o	412.807	13900	0.565	1.29	[160]	0.47	1.76	2.33	7.20
			16400	0.662	1.31		0.49	1.56	2.10	6.78
			10000	1.0	1.58	[164]	0.79	1.15	1.47	4.23

			16000	1.0	1.00	[165]	0.99	0.79	1.05	3.38
			20000	1.0	0.96		0.92	0.78	1.06	3.63
			22000	1.0	1.04		0.81	0.86	1.17	4.13
			18000	1.0	0.97	[168]	0.96	0.78	1.05	3.48
			15000	1.0	1.05	[169]	0.97	0.82	1.09	3.44
			15000	1.45	$1.482 \pm 11.8\%$	OR		0.80	1.06	3.35
	413.089		13900	0.565	1.43	[160]	0.42	1.95	2.58	7.97
			16400	0.662	1.47		0.44	1.75	2.35	7.59
			31500	0.919	1.91		0.34	1.78	2.44	9.85
			10000	1.0	1.60	[164]	0.79	1.16	1.48	4.27
			16000	1.0	1.00	[165]	0.99	0.79	1.05	3.38
			20000	1.0	0.96		0.93	0.78	1.06	3.62
			22000	1.0	1.04		0.81	0.85	1.17	4.12
			18000	1.0	1.01	[168]	0.93	0.81	1.09	3.62
			15000	1.0	1.20	[169]	0.86	0.93	1.24	3.92
			15000	1.45	$1.487 \pm 8.6\%$	OR		0.80	1.06	3.35
$3s^24p - 3s^24d$	$(4) ^2P^o - ^2D$	505.598	35000	0.98	2.01	[158]	0.65	0.79	1.25	2.26
			13900	0.565	1.80	[160]	0.66	1.15	1.66	2.21
			16400	0.662	2.04		0.63	1.12	1.67	2.33
			31500	0.919	2.08		0.62	0.86	1.36	2.37
			10000	1.0	2.69	[164]	0.92	0.79	1.29	1.58
			16000	1.0	2.00	[165]	0.98	0.73	1.08	1.49
			20000	1.0	2.40		0.73	0.89	1.35	2.00
			22000	1.0	2.12		0.79	0.79	1.21	1.85

			10000	1.0	3.50	[166]	0.71	1.22	1.67	2.06
			18000	1.0	2.58	[168]	0.72	0.95	1.42	2.04
			15000	1.0	2.50	[169]	0.81	0.91	1.33	1.80
			15000	1.45	$2.93 \pm 16.3\%$	OR		0.73	1.07	1.46
$(^3P^o)3d - (^3P^o)4p$	$(5) ^4F^o - ^4D$	566.956	18000	1.0	0.67	[168]	0.89		0.81	1.59
			15000	1.45	$0.943 \pm 17.6\%$	OR			0.71	1.41
$3d' - 4p'$	$(6) ^2D^o - ^2P$	419.813	11000	1.0	0.095	[159]	1.22			
			15000	1.45	$0.144 \pm 16.7\%$	OR				

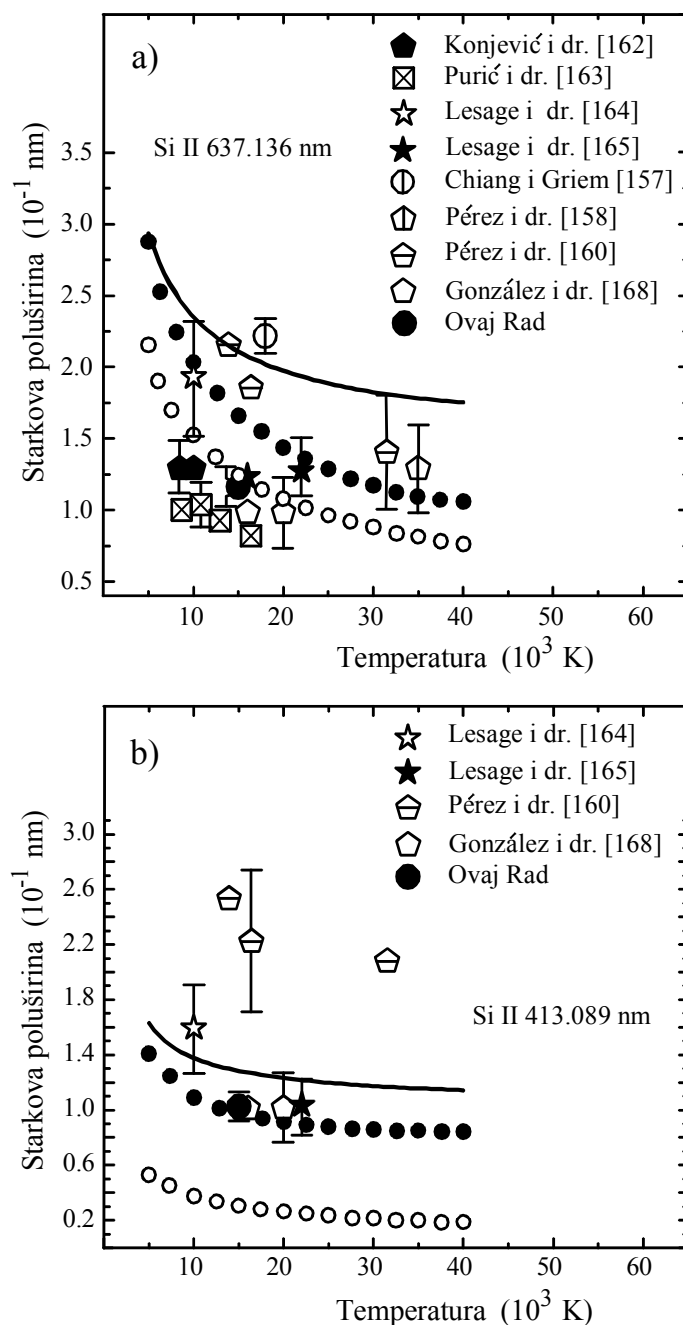
Vrednosti Starkovih poluširina spektralnih linija Si II, koje su dobijene u ovom radu se dobro slažu sa kriterijumom o sličnosti unutar multiplleta (Wiese i Konjević [147]). Razlike u poluširinama unutar multiplleta 1, 2 i 3 su manje od 3.5%. Takva analiza nije bila moguća za sve rezultate ostalih autora, usled nedovoljnog broja podataka. Od rezultata koji su mogli biti analizirani, Starkove poluširine objavljene u Chiang i Griem [157], Pérez i dr. [158], Konjević i dr [162], Lesage i dr. [164] i Gonzáles i dr. [168] zadovoljavaju kriterijum iz Wiese i Konjević [147]. Ostali rezultati imaju odstupanja veća od 10%. Na Slici 7.3.1. se može uočiti da su poluširine iz Chiang i Griem [157] i Pérez i dr. [160] veće od poluširina predstavljenih u ovom radu i u radovima ostalih autora. Rezultati dati u Purić i dr. [163] značajno odstupaju od kriterijuma prema Wiese i Konjević [147], pri čemu je odstupanje vrednosti poluširina od srednje vrednosti unutar $\pm 25\%$.

Odnos vrednosti Starkovih poluširina spektralnih linija Si II predstavljenih u ovom radu i vrednosti predstavljenih u radovima drugih autora, w_m/w_{OA} , je u opsegu od 0.4 i 1.5. Izuzetke čine podaci za spektralnu liniju 505.598 nm, iz multiplleta 4, i spektralnu liniju 419.813 nm, iz multiplleta 6, objavljeni u radu Kush i Schröder [167]. Odnos w_m/w_{OA} za te linije iznosi oko 5, pa iz tog razloga ovi rezultati nisu razmatrani u Tabeli 7.3.1.

Pri poređenju eksperimentalno dobijenih vrednosti sa teorijskim je uočeno da u Griem [4] ne postoje izračunate vrednosti Starkove poluširine za spektralne linije iz multiplleta 1. Za ostale spektralne linije je odnos w/w_{Gr} uglavnom između 0.5 i 1.2. Izuzetke čine spektralne linije 637.136 nm, iz multiplleta 2, data u Purić i dr. [163] i spektralne linije, iz multiplleta 3, predstavljene u Pérez i dr. [160]. U prvom slučaju odnos w/w_{Gr} iznosi 0.4, a u drugom slučaju se kreće od 1.56 do 1.95.

Neki podaci o perturbacionim nivoima, koji su neophodni za MSE račun (Dimitrijević i Konjević [137]), nedostaju za multiplet 1. Odnos w/w_{MSE} za ostale spektralne linije je između 0.5 i 1.7. Izuzetak su rezultati iz Pérez i dr. [160] za linije iz multiplleta 3, za koje odnos w/w_{MSE} uzima vrednosti od 2.10 do 2.58. Teorijske vrednosti Starkovih poluširina, izračunate pomoću SMSE formule (Dimitrijević i Konjević [140]), su manje, kako od eksperimentalno dobijenih vrednosti, tako i od teorijskih vrednosti dobijenih iz Griem [4] i pomoću MSE računa (Dimitrijević i Konjević [137]). U tom smislu se posebno ističu linije iz multiplleta 3, za prelaz 3d - 4f. SMSE račun, generalno

daje manje vrednosti poluširine. To je sve više izraženo sa porastom orbitalnog kvantnog broja l . To je posledica smanjenja matričnog elementa (5.3.2.3.).



Slika 7.3.1. Poređenje eksperimentalnih i teorijskih vrednosti. a) Podaci za liniju iz multiplleta 2 i b) za liniju iz multiplleta 3. Greške su naznačene prema vrednostima navedenim u odgovarajućim radovima. Puna linija (—) odgovara vrednostima iz Griem [4], niz manjih tačaka (●●●●) odgovara vrednostima iz Dimitrijević i Konjević [137], a niz kružića (○○○○) odgovara vrednostima iz Dimitrijević i Konjević [140]. Sve vrednosti odgovaraju elektronskoj koncentraciji 10^{23} m^{-3} .

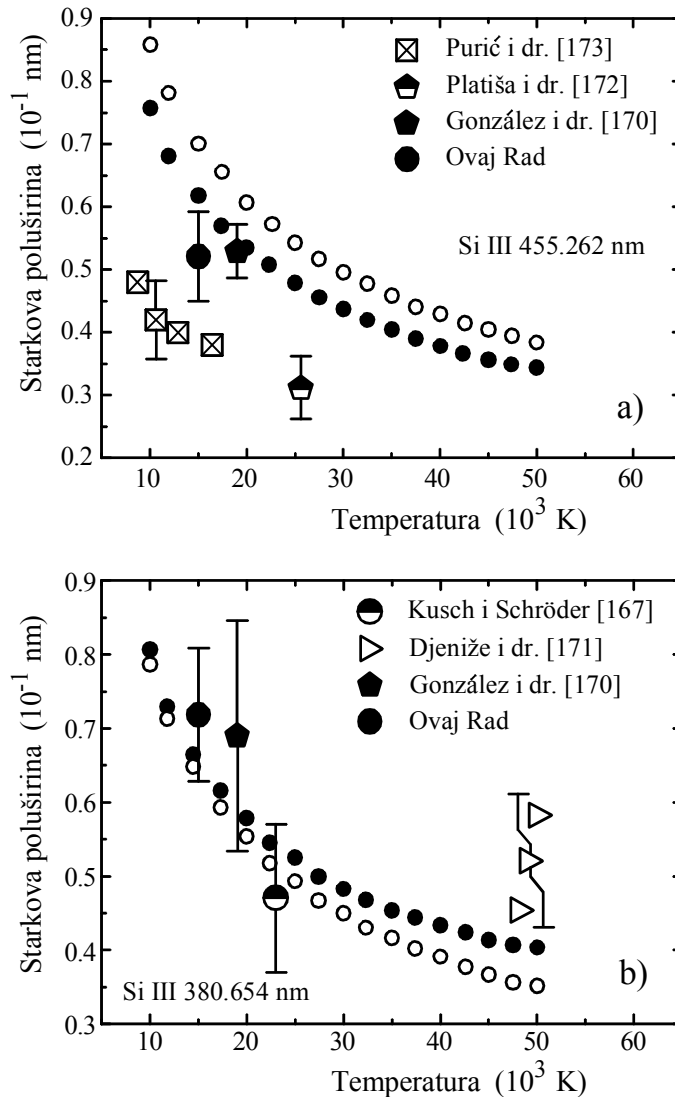
7.4. Starkove poluširine spektralnih linija dvostruko jonizovanih atoma silicijuma

Eksperimentalno dobijene vrednosti Starkovih poluširina za 12 spektralnih linija Si III su predstavljene u Tabeli 7.4.1. (Gavanski i dr. [146]). Podaci u ovoj Tabeli su organizovani na isti način kao i u prethodne dve Tabele.

Starkove poluširine spektralnih linija Si III, koje su izmerene u ovom radu, zadovoljavaju kriterijum Wiese i Konjević [147] o sličnosti poluširina unutar multiplleta. Dobijene poluširine se slažu unutar 4%. Od rezultata drugih autora, za koje postoji dovoljno podataka za takvu analizu, poluširine date u Bukvić i dr. [169], Gonzáles i dr. [170] i Platiša i dr. [172], takođe zadovoljavaju gore navedeni kriterijum. Rezultati za tri spektralne linije iz multiplleta 4, predstavljeni u Kush i Schröder [167], odstupaju od srednje vrednosti za $\pm 12.9\%$, što je znatno veće od odstupanja predviđenog kriterijumom iz Wiese i Konjević [147]. Vrednost poluširine spektralne linije Si III 457.476 nm iz multiplleta 2, koja je data u tom radu, je prevelika u poređenju sa rezultatima dobijenim u ovom radu i rezultatima drugih autora. Rezultati za spektralnu liniju Si III 380.654 nm iz multiplleta 4, objavljeni u Djeniže i dr. [171], takođe ne ispunjavaju kriterijum Wiese i Konjević [147]. Odstupanje ovih rezultata od srednje vrednosti je unutar $\pm 13.3\%$.

Pri poređenju rezultata dobijenih u ovom radu, sa rezultatima ostalih autora je utvrđeno da odnos w_m/w_{OA} ima vrednosti od 0.6 do 1.55. Izuzetak je rezultat iz Kush i Schröder [167] za spektralnu liniju Si III 457.476 nm, sa odnosom w_m/w_{OA} koji iznosi 0.14. Primer poređenja rezultata dobijenih u ovom radu sa rezultatima ostalih autora i teorijskim vrednostima je dat na Slici 7.4.1. Mogu se uočiti neslaganja eksperimentalno dobijenih rezultata i teorijskih vrednosti, slično kao u slučaju spektralnih linija Si II. Glavnu razliku u odnosu na analizu spektralnih linija Si II predstavlja manja količina podataka dostupna za spektralne linije Si III.

Vrednosti Starkovih poluširina, koje su dobijene eksperimentalnim putem u ovom radu su upoređene sa teorijskim vrednostima izračunatim na osnovu MSE i SMSE relacija. Poređenje sa teorijskim vrednostima iz Griem [4] nije bilo moguće usled nedostatka podataka. Za većinu analiziranih spektralnih linija odnos w/w_{MSE} ima vrednosti od 0.6 i 1.6. Izuzetak čini podatak za spektralnu liniju Si III 308.624 nm iz multiplleta 1, koja je navedena u Bukvić i dr. [169], sa odnosom w/w_{MSE} od 1.79. Pored toga, za spektralnu liniju Si III 457.476 nm iz multiplleta 2, datu u Kush i Schröder [167],



Slika 7.4.1. Poređenje eksperimentalnih i teorijskih vrednosti. a) Podaci za linju iz multiplleta 2 i b) za liniju iz multiplleta 4. Greške su naznačene prema vrednostima navedenim u odgovarajućim radovima. Niz manjih tačaka (●●●●) odgovara vrednostima iz Dimitrijević i Konjević [137], a niz kružića (○○○○) odgovara vrednostima iz Dimitrijević i Konjević [140]. Sve vrednosti odgovaraju elektronskoj koncentraciji 10^{23} m^{-3} .

odnos w/w_{MSE} je 6.08. Temperaturna zavisnost odnosa w/w_{SMSE} i w/w_{MSE} je u slučaju linija Si III slična (Slika 7.4.1.). Za spektralnu liniju Si III 392.447 nm iz multiplleta 6 i prelaza 4f - 5g, SMSE račun daje manje vrednosti poluširine, što uzrokuje veći odnos w/w_{SMSE} , koji u tom slučaju iznosi oko 2.5. Ovo odstupanje proizilazi iz ograničenja SMSE računa za orbitalne kvantne brojeve koji su iznad d.

Tabela 7.4.1. Eksperimentalno dobijene vrednosti Starkovih poluširina za spektralne linije Si III (Ovaj Rad - OR) su upoređene sa dostupnim podacima drugih autora: Kusch i Schröder [167], Bukvić i dr. [169], González [170], Djeniže i dr. [171], Platiša i dr. [172] i Purić i dr. [173]. Svi eksperimentalni podaci su upoređeni i sa teorijskim vrednostima iz: Dimitrijević i Konjević [137], w_{MSE} , i Dimitrijević i Konjević [140], w_{SMSE} .

Transition	Multiplet	Wavelength (nm)	T_e (K)	N_e (10^{23} m^{-3})	w (10^{-1} nm)	Ref	w_m/w_{OA}	w/w_{MSE}	w/w_{SMSE}		
3s3d - 3s4p	(1) $^3D - ^3P^o$	308.624	18800	1.0	0.311	[169]	0.61	1.79	1.82		
			15000	1.45	$0.306 \pm 16.2\%$	OR				1.08	1.11
		309.342	18800	1.0	0.285	[169]	0.69	1.64	1.67		
			15000	1.45	$0.319 \pm 16.2\%$	OR				1.13	1.15
		309.683	48000	2.6	0.290	[171]	1.15	1.02	1.04		
			49000	1.4	0.168					1.06	1.10
				50000	1.7	0.194		1.10	1.06	1.09	
				18800	1.0	0.277	[169]	0.74	1.59	1.62	
				15000	1.45	$0.332 \pm 16.2\%$	OR		1.17	1.19	
		3s4s - 3s4p	(2) $^3S - ^3P^o$	455.262	19000	1.0	0.512	[169]	0.90	0.93	0.82
19000	1.0				0.53	[170]	0.87	0.97			
				25600	0.58	0.180	[172]	1.29	0.66	0.58	
				8700	1.0	0.48	[173]	1.43	0.59	0.52	
				10600	1.0	0.42		1.48	0.57	0.50	
				12800	1.0	0.40		1.41	0.60	0.53	
				16400	1.0	0.38		1.31	0.64	0.57	
				15000	1.45	$0.756 \pm 15.7\%$	OR		0.84	0.75	
				456.782	19000	1.0	0.542	[169]	0.89	0.98	0.87
					19000	1.0	0.50	[170]			

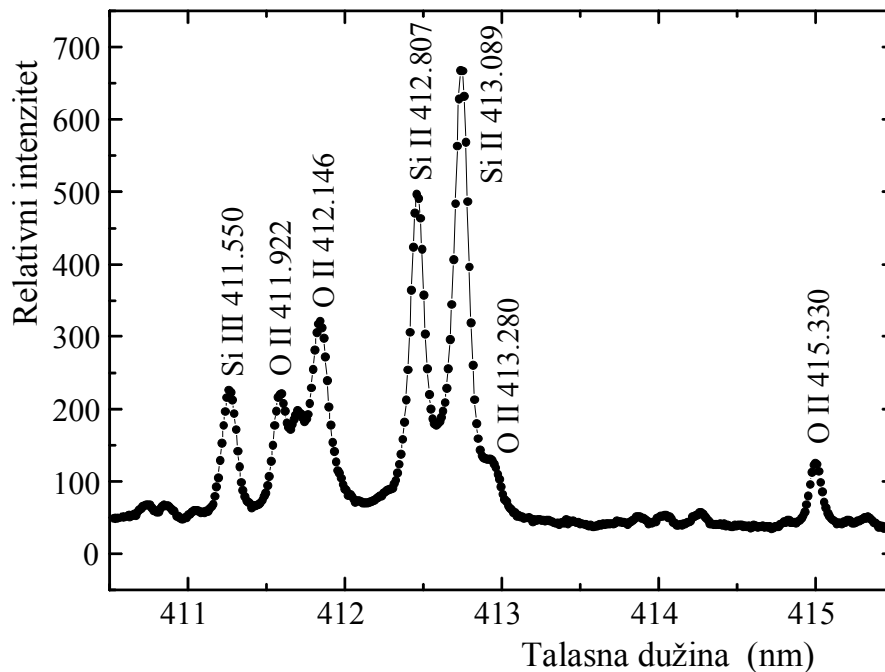
			25600	0.58	0.181	[172]	1.33	0.66	0.58
			8700	1.0	0.56	[173]	1.27	0.69	0.61
			15000	1.45	$0.784 \pm 15.7\%$	OR		0.87	0.77
		457.476	23000	1.0	3.06	[167]	0.14	6.08	5.36
			19000	1.0	0.485	[169]	1.00	0.88	0.77
			19000	1.0	0.50	[170]	0.97	0.90	0.80
			25600	0.58	0.176	[172]	1.38	0.64	0.56
			15000	1.45	$0.791 \pm 15.7\%$	OR		0.88	0.77
3s4s - 3s4p	(3) $^1S - ^1P^o$	573.973	23000	1.0	0.71	[167]	1.06	0.83	0.74
			19000	1.0	0.982	[169]	0.84	1.04	0.93
			19000	1.0	0.87	[170]	0.95	0.92	0.82
			15000	1.45	$1.346 \pm 9.4\%$	OR		0.87	0.78
3s4p - 3s4d	(4) $^3P^o - ^3D$	379.141	23000	1.0	0.37	[167]	1.55	0.68	0.72
			18800	1.0	0.743	[169]	0.85	1.26	1.31
			19000	1.0	0.68	[170]	0.93	1.16	1.20
			25600	0.58	0.204	[172]	1.54	0.68	0.72
			15000	1.45	$1.028 \pm 12.6\%$	OR		1.09	1.11
		379.611	23000	1.0	0.48	[167]	1.12	0.89	0.93
			18800	1.0	0.797	[169]	0.74	1.35	1.40
			19000	1.0	0.68	[170]	0.87	1.16	1.20
			15000	1.45	$0.962 \pm 12.6\%$	OR		1.01	1.04
		380.654	23000	1.0	0.47	[167]	1.24	0.86	0.91
			18800	1.0	0.784	[169]	0.82	1.32	1.37
			19000	1.0	0.69	[170]	0.93	1.17	1.21

			48000	2.6	1.184	[171]	0.88	1.11	1.27
			49000	1.4	0.726		0.77	1.28	1.46
			50000	1.7	0.992		0.66	1.44	1.66
			15000	1.45	$1.043 \pm 12.6\%$	OR		1.09	1.12
3s4p - 3s4d	(5) $^1P^o - ^1D$	359.047	23000	1.0	0.54	[167]	1.27	0.75	1.08
			18800	1.0	0.866	[169]	0.88	1.12	1.56
			15000	1.45	$1.235 \pm 10.2\%$	OR		1.01	1.37
3s4f - 3s5g	(6) $^1F^o - ^1G$	392.447	19000	1.0	0.846	[169]	1.25	0.66	2.04
			48000	2.6	1.634	[171]	1.05	0.62	2.41
			49000	1.4	0.918		1.00	0.65	2.54
			50000	1.7	1.106		1.00	0.64	2.55
			15000	1.45	$1.719 \pm 11.5\%$	OR		0.85	2.54

7.5. Izdvojena merenja Starkovih poluširina nekih linija O II, Si II i Si III

U ovom delu rada su analizirane spektralne linije malog intenziteta i linije koje se preklapaju sa linijama većeg intenziteta. Rezultati su takođe dati u Gavanski i dr. [175] i Savić i dr. [176]. Na Slici 7.5.1. je prikazan deo spektra koji sadrži spektralnu liniju O II 413.280 nm malog intenziteta, koja se nalazi na krilu intenzivne linije. Primer dve vrlo bliske preklapajuće spektralne linije je prikazan na Slici 6.3.2.

Rezultati su prikazani u Tabeli 7.5.1.



Slika 7.5.1. Primer dela spektra koji sadrži liniju OII 413.280 nm.

Prve dve kolone sadrže podatke o spektralnim linijama. U sledeće dve kolone su dati podaci o elektronskoj koncentraciji i temperaturi plazme. U koloni označenoj kao w_m su dati eksperimentalni podaci za poluširine spektralnih linija, kako iz ovog rada, tako i iz radova drugih autora. Procenjene eksperimentalne greške u ovom radu se kreću između 15% i 30%. U koloni w_m/w_{OA} su dati odnosi poluširina izmerenih u ovom radu i poluširina izmerenih u radovima ostalih autora.

Tabela 7.5.1. Eksperimentalni podaci za Starkove poluširine spektralnih linija O II, Si II i Si III. Reference drugih autora su naznačene u poslednjoj koloni. Izmerene vrednosti poluširina su upoređene sa eksperimentalnim vrednostima poluširina drugih autora i sa teoriskim vrednostima (Dimitrijević i Konjević [137], w_m/w_{MSE} i Griem [4], w_m/w_{GR}).

Prelaz	Tal. duž. (nm)	N_e ($10^{23}m^{-3}$)	T_e (K)	w ($10^{-1} nm$)	w_m/w_{OA}	w_m/w_{GR}	w_m/w_{MSE}	Ref			
O II											
$3s^4P_{3/2} - 3p^4P^{\circ}_{5/2}$	431.963	1.00	40000	0.261	0.37	1.59	1.61	[153]			
		1.45	15000	0.228				0.74	0.60	OR	
$3p^4D^{\circ}_{3/2} - 3d^4F_{3/2}$	407.884	1.00	40000	0.200	0.57	1.09	1.03	[153]			
		1.45	15000	0.272				0.62	0.59	OR	
$*3s^2D_{5/2} - 3p^2D^{\circ}_{5/2}$	435.126	1.00	40000	0.225	0.51		1.68	[153]			
		1.45	15000	0.272				0.86	OR		
$3p^4P^{\circ}_{1/2} - 3d^4P_{3/2}$	413.280	0.52	25900	0.130	0.83	1.05	0.95	[148]			
		1.00	40000	0.299				0.56	1.56	1.41	[153]
		0.76	12000	0.312				0.74	1.17	1.06	[154]
		0.91	13800	0.360				0.72	1.21	1.10	[154]
		1.45	15700	0.374				1.03	0.84	0.76	[154]
		1.82	18300	0.462				0.97	0.89	0.81	[154]
		0.98	20500	0.328				0.70	1.25	1.13	[154]
		1.45	15000	0.396					0.87	0.79	OR
$3p^2D^{\circ}_{5/2} - 3d^2D_{5/2}$	439.594	0.81	60000	0.254	0.59		1.39	[150]			
		1.45	15000	0.538				0.87	OR		
$3p^2P^{\circ}_{3/2} - 3d^2D_{5/2}$	494.299	1.45	15000	0.518		0.73	0.64	OR			
$3p^2P^{\circ}_{3/2} - 3d^2D_{3/2}$	495.571	0.81	60000	0.328	0.45	1.64	1.42	[150]			

		1.45	15000	0.525		0.74	0.65	OR
$3d^4P_{3/2} - 4f^2[2]_{5/2}^{\circ}$	429.478	0.81	60000	0.774	0.25		2.16	[150]
		1.45	15000	0.699			0.75	OR
Si II								
$4p^2P^{\circ}_{1/2} - 4d^2D_{3/2}$	504.100	0.98	35000	2.25	0.71	0.87	1.71	[158]
		0.565	13900	1.40	1.05	0.85	1.54	[160]
		0.662	16400	1.64	0.96	0.88	1.60	[160]
		0.919	31500	2.05	0.77	0.84	1.65	[160]
		1.00	10000	3.00	1.02	1.03	1.69	[161]
		1.00	10000	2.53	1.21	0.87	1.42	[164]
		1.00	16000	2.16	1.12	0.79	1.39	[165]
		1.00	22000	2.08	0.99	0.78	1.43	[165]
		1.00	10000	3.50	0.87	1.21	1.96	[166]
		1.00	23000	3.90	0.52	1.46	2.71	[167]
		1.00	16000	2.54	0.95	0.93	1.63	[168]
		1.00	20000	2.54	0.85	0.95	1.71	[168]
		1.45	15000	3.62		0.91	1.58	OR
$3d^4F^{\circ}_{7/2} - 4p^4D_{5/2}$	568.881	1.45	15000	1.21				OR
$4p^4D_{7/2} - 4d^4F^{\circ}_{9/2}$	520.241	1.00	16000	1.33	0.74			[168]
		1.45	15000	1.47				OR
Si III								
$5p^1P^{\circ}_1 - 5d^1D_2$	761.236	1.45	15000	1.72				OR
$4s^3P^{\circ}_1 - 4p^3P_1$	466.587	1.45	15000	1.31				OR

U kolonama w_m/w_{MSE} i w_m/w_{GR} su dati odnosi eksperimentalnih i teorijskih vrednosti poluširina razmatranih spektralnih linija (Dimitrijević i Konjević [137], w_{MSE} , Griem [4], w_{GR}). U poslednjoj koloni su date reference za eksperimentalne podatke drugih autora.

O II

Svi termovi O II prikazani u Tabeli 7.5.1. odgovaraju parent termu (3P), osim termova kod prelaza označenog sa *. U slučaju jonizovanog kiseonika rezultati iz ovog rada se najbolje slažu sa eksperimentalnim rezultatima iz Srečković i dr. [154], za koje se odnos w_m/w_{OA} kreće između 0.70 i 1.03. Ovaj odnos za rezultate iz Platiša i dr. [148] je 0.83, dok Djeniže i dr. [150] i del Val i dr. [153] daju znatno veće vrednosti poluširina u odnosu na izmerene vrednosti u ovom radu (0.25 – 0.59).

Vrednosti Starkovih poluširina izmerenih u ovom radu su nešto niže od teorijski predviđenih vrednosti. Odnosi w_m/w_{MSE} i w_m/w_{GR} su između 0.6 i 0.87. Neki w_{GR} rezultati nedostaju u Griem [4]. Rezultat iz Platiša i dr. [148] je u saglasnosti sa teorijskim podacima. Rezultati iz Djeniže i dr [150] su znatno veći od teorijskih. Odnos w_m/w_{Teor} je između 1.39 i 2.16. Samo jedan rezultat iz del Val i dr. [153] je u saglasnosti sa teorijskim rezultatima, dok se w_m/w_{Teor} za ostala tri rezultata kreće između 1.41 i 1.68. U Srečković i dr. [154] autori daju pet rezultata iz jednog eksperimenta, ali pri različitim elektronskim koncentracijama i temperaturama. Ovi rezultati nisu u saglasnosti sami sa sobom. Odnos w_m/w_{MSE} varira između 0.76 i 1.13, dok odnos w_m/w_{GR} varira između 0.84 i 1.25.

Si II

U ovom slučaju je slaganje sa rezultatima drugih autora dosta dobro, odnos w_m/w_{OA} se kreće od 0.71 do 1.21. Izuzetak je rezultat Kusch i Schröder [167] gde je ovaj odnos 0.52. Za tri linije nema podataka u literaturi. Torijski podaci za poluširine Griem [4] kao i podaci za odgovarajuće energijske nivoe u NIST tabelama [64], potrebni za računanje MSE teorije (Dimitrijević i Konjević [137]), postoje samo za liniju 504.103 nm. Slaganje sa teorijskim rezultatima Griem [4] je takođe dobro. Odnos w_m/w_{GR} se kreće od 0.78 do 1.21 sa izuzetkom rezultata u Kusch i Schröder [167], gde je ovaj odnos 1.46. MSE račun u ovom slučaju daje nešto niže vrednosti za Starkove poluširine pa se odnos w_m/w_{MSE} kreće između 1.39 i 1.96. Izuzetak je i u ovom slučaju rezultat Kusch i Schröder [167], gde je ovaj odnos 2.71. Za liniju 520.241 nm nema podataka u NIST tabelama

[64], pa su podaci za prelaz koji odgovara ovoj liniji uzeti iz tabela Striganov i Sventitskii [174].

Si III

Kod Si III su izmerene Starkove poluširine samo za dve linije. Za ove linije nema eksperimentalnih podataka u literature, kao ni teorijskih podataka.

ZAKLJUČAK

Kao izvor plazme u ovom radu je korišćena elektromagnetna udarna T-cev. Osnovni mehanizam formiranja plazme u ovom izvoru je kompresija gasa u cevi udarnim talasom, pri čemu se dobija homogena, reproducibilna i ravnotežna plazma. Jedan od ciljeva ovog rada je ispitivanje nekih osobina udarnih talasa u T-cevi, što je od velikog značaja za dobijanje plazme željenih karakteristika. Drugi cilj ovog rada se tiče detekcionog sistema, koji se u ovom radu sastojao od ICCD kamere i spektrometra Czerny-Turnerovog tipa. Bilo je neophodno izvršiti intergraciju ICCD kamere i spektrometra u optimizovan i unapređen detekcioni sistem, izvršiti kalibraciju sistema i ispitati njegove karakteristike. Treći cilj je bilo merenje, kao i predstavljanje i analiza izmerenih Starkovih poluširina spektralnih linija emitovanih iz plazme od strane jednostruko jonizovanih atoma kiseonika i silicijuma, kao i dvostruko jonizovanih atoma silicijuma.

U prvoj Glavi je dat teorijski uvod u udarne talase i opis izvora plazme i pratećih sistema.

U drugoj Glavi je dat opis merenja u vezi sa udarnim talasom. S obzirom na jak uticaj koji brzina fronta udarnog talasa ima na parametre formirane plazme, ispitana je zavisnost brzine fronta udarnog talasa od nekoliko parametara. Utvrđeno je da se brzina reflektovanog talasa povećava sa udaljavanjem od reflektora kada se u cevi nalazi vodonik, što se objašnjava prostiranjem reflektovanog udarnog talasa u oblast sa nižim pritiskom. Osim toga je ispitana i brzina toka plazme u oblasti iza fronta udarnog talasa. Utvrđeno je kako brzina čestica plazme, u posmatranoj tački iza fronta, opada sa vremenom. Brzina tih čestica u frontu je manja od brzine fronta sve do 1.25 μ s nakon početka pražnjenja, kada se ove brzine izjednačavaju. Kod incidentnog udarnog talasa je ispitana zavisnost brzine fronta od vrste gasa, početne energije pražnjenja i rastojanja od elektroda. Ustanovljeno je da se, pri konstantnoj energiji pražnjenja, može očekivati linearna zavisnost brzine fronta od recipročne vrednosti kvadratnog korena mase atoma

gasa. Izmerene vrednosti brzine, za različite vrednosti početne energije, su upoređene sa izračunatim vrednostima. Dobijeni rezultati se slažu u zadovoljavajućoj meri, a ustanovljena zavisnost je linearna. Zatim je ispitana zavisnost brzine fronta incidentnog udarnog talasa od rastojanja od elektroda. Na osnovu dobijenih rezultata se može zaključiti da front incidentnog udarnog talasa usporava sa udaljavanjem od elektroda po eksponencijalnoj zavisnosti. Računate vrednosti i u ovom slučaju potvrđuju eksperimentalno utvrđenu zavisnost. Pored navedenog, ustanovljeno je i da promena pritiska i zapremine prati oblik Hugoniotove krive.

U trećoj Glavi ovog rada je posebna pažnja posvećena integrisanju ICCD kamere u merni sistem i kalibraciji celokupnog sistema. Poseban problem je predstavljalo pozicioniranje kamere na izlaz spektrometra. Postupak povezivanja kamere i spektrometra je opisan u Poglavlju 3.2. Detaljno je ispitan oblik instrumentalnog profila. Utvrđeno je da je za snimanje spektralnih linija datim sistemom najoptimalnija oblast oko 890. kanala CCD čipa, dok se oblast od 400. do 1390. kanala može koristiti. Osim toga je ispitana i zavisnost PTC krive i detektovanog intenziteta od napona pojačanja na mikrokanalnoj ploči i na samom čipu. Utvrđena je granica linearnog odziva kamere. Izvršena je kalibracija sistema po talasnoj dužini i određena je kriva spektralne osetljivosti sistema. Sve spektralne linije, koje su snimljene za potrebe ovog rada, su korigovane na spektralnu osetljivost sistema. Pored navedenog, opisan je i postupak snimanja spektralnih linija koje zauzimaju širi spektralni interval od CCD čipa. Takve spektralne linije je potrebno snimiti iz više delova, a zatim pomoću tih snimaka, i uz izvesne korekcije, rekonstruisati ukupni profil spektralne linije.

Četvrta Glava ovog rada sadrži dijagnostiku plazme i proveru ravnotežnog stanja plazme. Elektronska temperatura je određena pomoću Boltzmann plota i ustanovljeno je da ona iznosi oko 15000 K. Elektronska koncentracija od $1.45 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ je određena na osnovu rastojanja između dozvoljene i zabranjene komponente spektralne linije He I 447.1 nm. Ustanovljeno je da izmerena elektronska koncentracija zadovoljava uslov za parcijalnu lokalnu termodinamičku ravnotežu, što omogućuje korišćenje Boltzmann plota za određivanje elektronske temperature.

U petoj Glavi su date teorijske osnove mehanizama širenja spektralnih linija. Starkovom širenju spektralnih linija je posvećena posebna pažnja, pa su navedene modifikovana i pojednostavljena formula za teorijsko izračunavanje Starkovih poluširina

prema Griem [4], Dimitrijević i Konjević [137] i Dimitrijević i Konjević [140]. Opisana je i pojava samoapsorpcije, kao i eksperimentalni metod koji je korišćen za proveru samoapsorpcije. Ustanovljeno je da je uticaj samoapsorpcije na širenje spektralnih linija koje su snimane u ovom radu zanemarljiv.

Šesta glava sadrži opis obrade snimljenih spektralnih linija. Objasnjen je postupak identifikacije spektralnih linija. Urađene su neophodne korekcije i navedene procene Dopplerovog, van der Waalsovog i rezonantnog širenja za linije koje su snimane u ovom radu.

U sedmoj Glavi su predstavljeni rezultati merenja Starkovih poluširina za 45 spektralnih linija O II, 13 linija Si II i 14 linija Si III. Emiteri O II, Si II i Si III se nalaze u plazmi kao nečistoće usled ablacije unutrašnjeg zida T-cevi udarnim talasom.

Vrednosti Starkovih poluširina dobijenih u ovom eksperimentu, u sva tri slučaja O II, Si II i Si III, se uglavnom dobro slažu sa kriterijumima koji su ustanovljeni u Wiese i Konjević [147]. Kod nekih autora postoje i znatna odstupanja u ovom smislu. To se naročito odnosi na radove Srećković i dr. [154] za slučaj O II, Purić i dr. [163] za slučaj Si II, i Kush i Schröder [167] i Djeniže i dr. [171] za slučaj Si III. Analiza je urađena za slučajeve gde je bilo dovoljno podataka unutar multipleta ili supermultipleta.

Sve izmerene vrednosti Starkove poluširine su upoređene sa rezultatima koji su objavljeni u radovima ostalih autora. U slučaju O II, najbolje slaganje naših rezultata je sa rezultatima iz Platiša i dr. [148] i Blagojević i dr. [152]. Neslaganje postoji sa rezultatima iz Srećković i dr. [154], Djeniže i dr. [150] i del Val i dr. [153]. Za spektralne linije Si II postoji relativno velika količina podataka, koji su objavljeni u 12 radova. Postoji, međutim, značajno neslaganje između objavljenih rezultata. Osim toga postoji i neslaganje rezultata unutar jednog istog eksperimenta za jednu istu spektralnu liniju, kao na primer kod rezultata iz Purić i dr. [163]. Kod linija Si III situacija je slična kao kod Si II, samo što u ovom slučaju postoji znatno manje eksperimentalnih podataka drugih autora. Ovde treba izdvojiti rezultate iz Kush i Schröder [167], koji znatno odstupaju od ostalih rezultata.

Osim navedenog, sve eksperimentalno dobijene vrednosti, kako iz ovog rada tako i iz radova drugih autora, su upoređene sa rezultatima koji se dobijaju na osnovu teorijskih računa. Kod linija O II i Si II najbolje slaganje eksperimentalnih podataka je sa teorijskim vrednostima iz Griem [4]. Postoje takođe i izuzeci u radovima Srećković i dr.

[154], Purić i dr. [163] i Pérez i dr. [160], gde postoje znatna odstupanja od teorijskih vrednosti. Za linije Si III, posmatrane u ovom radu, nema teorijskih podataka u Griem [4]. Teorijske vrednosti Starkovih poluširina izračunatih na osnovu Dimitrijević i Konjević [137] (MSE) su uglavnom manje od eksperimentalno dobijenih vrednosti, a znatno manje od rezultata u Pérez i dr. [160], Kush i Schröder [167] i Bukvić i dr. [169]. U nekim slučajevima poređenja nisu bila moguća jer u literature nije bilo potrebnih podataka za MSE račun. Upoređivanje sa proračunom Dimitrijević i Konjević [140] (SMSE) pokazuje da su eksperimentalne vrednosti poluširina posmatranih spektralnih linija uglavnom veće ili znatno veće od izračunatih vrednosti. Znatno veće eksperimentalne vrednosti su date u radovima Djeniže i dr. [150] i del Val i dr. [153]. Uočeno je da je smanjenje ovih teorijskih vrednosti posebno izraženo za vrednosti orbitalnog kvantnog broja većeg od d.

Posebna pažnja posvećena svakom delu eksperimentalnog rada, izvoru plazme, uslovima u plazmi, načinu prikupljanja eksperimentalnih podataka, diagnostici plazme, kao i proceduri obrade snimljenih spektralnih linija. Za određivanje Starkovih poluširina korišćeni su samo dobro definisani profili što doprinosi smanjenju eksperimentalne greške. Rezultati dobijeni na osnovu spektralnih linija malog intenziteta i linija koje se preklapaju sa linijama većeg intenziteta su posebno izdvojeni.

Dati su potpuno novi podaci za 6 spektralnih linija O II koji su prvi put objavljeni u radu Gavanski i dr. [146]. Za ostale spektralne linije u literaturi postoje rezultati iz ranijih merenja, ali u svakom radu su dati rezultati za po nekoliko linija. Ovi rezultati su dobijeni iz različitih izvora plazme i pod različitim uslovima. Otuda prilično veliko neslaganje između rezultata objavljenih od strane različitih autora. Osim toga, razmatraju se različite spektralne oblasti koje se ponekad i preklapaju.

U ovom radu se razmatra znatno širi opseg spektra nego u bilo kom od pomenutih radova drugih autora. Kod O II su to linije između 370 nm i 495 nm, kod Si II između 385 nm i 637 nm, a kod Si III između 309 nm i 573 nm. Glavni cilj ovog dela rada je dobijanje rezultata koji su pouzdani i precizniji od pojedinačnih rezultata koji su se do sada mogli naći u literaturi. Detaljna analiza rezultata prikazanih u ovom radu, kao i analiza postojećih rezultata, ukazuje na rezultate iz nekih prethodno objavljenih radova koje treba uzeti sa pažnjom. Od posebnog značaja je analiza razmatranja sličnosti kod

Starkovih poluširina unutar multipleta, jer direktno ukazuje na valjanost dobijenih rezultata.

Navedena merenja i analiza Starkovih poluširina spektralnih linija jonizovanih atoma kiseonika i silicijuma su od velikog značaja za dijagnostiku, kako laboratorijskih tako i astrofizičkih, plazmi. Osim toga, ovi podaci mogu biti od koristi za testiranje postojećih i novih teorijskih proračuna.

LITERATURA

1. B. Milić, Osnove fizike gasne plazme, Naučna knjiga, Beograd (1977).
2. H. R. Griem, Phys. Rev. **128**, 515 (1962).
3. H. R. Griem, Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill Book Company, New York (1964).
4. H. R. Griem, Specttral Line Broadening by Plasmas, Academic Press, New York (1974).
5. N. Konjević and J. R. Roberts, J. Phys. Chem. Ref. Data **5**, 209 (1976).
6. N. Konjević and W. L. Wiese, J. Phys. Chem. Ref. Data **5**, 259 (1976).
7. N. Konjević, M. S. Dimitrijević and W. L. Wiese, J. Phys. Chem. Ref. Data **13**, 619 (1984).
8. N. Konjević, M. S. Dimitrijević and W. L. Wiese, J. Phys. Chem. Ref. Data **13**, 649 (1984).
9. N. Konjević and W. L. Wiese, J. Phys. Chem. Ref. Data **19**, 1307 (1990).
10. N. Konjević, Phys. Rep. **316**, 339 (1999).
11. N. Konjević, A. Lesage, J. R. Fuhr and W. L. Wiese, J. Phys. Chem. Ref. Data **31**, 819 (2002).
12. A. Lesage, New Astron. Rev. **52**, 471 (2009).
13. R. J. Peláez, S. Mar, J.A. Aparicio, and M.T. Belmonte, Appl. Spectrosc. **66**, 970 (2012).
14. Ya. B. Zeldovich and Yu. P. Raizer, Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Ed. W. D. Hayes and R. F. Probstein, Academic Press, New York, London, (1966).
15. K. Niu, Laser and Particle Beams, **14**, 125 (1996).
16. B. Vujičić i S. Djurović, Astrofizika sa astronomijom, PMF Novi Sad (1995).
17. J. K. Wright, Shock Tubes, Methuen & Co LTD, London; John Wiley & Sons INC, New York, (1961).
18. W. Bleakney, D. K. Weimer and C. H. Fletcher, Rev. Sci. **20**, 807 (1949).
19. A. Hertzberg and A. Kantrovitz, Appl. Phys. **21**, 874 (1950).
20. R. A. Gross, Rev. Mod. Phys. **37**, 724 (1965).

21. D. Bershader and R. Hanson, Eds., Shock Waves and Shock Tubes, Proceedings of The 15th International Symposium on Shock Waves and Shock Tubes, Berkeley, California, (1985).
22. A. C. Kolb, Phys. Rev. **107**, 345 (1957).
23. M. Cloupeau, Phys. Fluids **6**, 679 (1963).
24. D. G. Fearn, J. Plasma Phys. **2**, 93 (1968).
25. D. Potter, Nucl. Fusion **18**, 813 (1978).
26. H. U. Rahman, F. J. Wessel, P. Ney, R. Presura, Rahmat Ellahi and P. K. Shukla, Phys. Plasmas **19**, 122701 (2012).
27. G. C. Goldenbaum, Phys. Fluids **10**, 1897 (1967).
28. M. Kornherr, Z. Phys. **233**, 37 (1970).
29. N. V. Filippov, T. I. Filippova, A. N. Filippov, M. A. Karakin, E. Yu. Khautiev, V. I. Krauz, A. N. Mokeev, V. V. Mialton, S. A. Nikulin, V. P. Tykshaev and V. P. Vinogradov, Czech. J. Phys. **50**, 127 (2000).
30. L. P. Volkov, V. M. Voronov and S. V. Samylov, Sov. Phys. JETP **24**, 13-17 (1966).
31. H. Sobral, M. Villagrán-Muniz, R. Navarro-González and A. C. Raga, Appl. Phys. Lett. **77**, 3158 (2000).
32. S. S. Harilal, G. V. Miloshevsky, P. K. Diwakar, N. L. LaHaye and A. Hassanein, Phys. of Plasmas **19**, 083504 (2012).
33. Rui Zhao, Rong-qing Xu and Zhong-Cheng Liang, Optik **124**, 1122 (2013).
34. F. J. Regan and S. M. Anandkrishnan, Dynamics of Atmospheric Re-Entry, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., Washington DC (1993).
35. M. Panesi, T. E. Magin, A. Bourdon, A. Bultel and O. Chazot, J. Thermophys. Heat Transfer **25**, 361 (2011).
36. A. Bultel and J. Annaloro, Plasma Sources Sci. Technol. **22**, 025008 (2013).
37. J. Annaloro, A. Bultel and P. Omaly, J. Thermophys. Heat Transfer **28**, 608 (2014).
38. I. V. Adamovich, V. V. Subramaniam and W. Rich and S. O. Macheret, AIAA J. **36**, 816 (1998).
39. A. E. Dubinov, S. A. Sadovoy and V. D. Selemir, Shock Waves **10**, 73 (2000).
40. A. R. White and V. V. Subramaniam, J. Thermophys. Heat Trans. **15**, 491 (2001).
41. R. Brun, Ed., High Temperature Phenomena in shock Waves, Springer-Verlag, Berlin (2012).
42. T. Dunbar, B. Maynard, D. A. Thomas, M. D. Murthy, I. Varghese and C. Cetinkaya, J. Adhesion Sci. Technol. **21**, 67 (2007).
43. Z. H. Li, D. M. Zhang, B. M. Yu and L. Guan, Eur. Phys. J. Appl. Phys. **28**, 205 (2004).

44. M. Boustie, L. Berthe, T. de Resseguier and M. Arrigoni, 1st international Symposium on Laser Ultrasonic: Science, Technology and Applications, July 16-18, Montreal, Canada, (2008).
45. T. Ditmire, K. Shigemori, B. A. Remington, K. Estabrook and R. A. Smith, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **127**, 299 (2000).
46. H. Kruglak, W. Merrow and P. Rood, *Phys. Teach.* **14**, 454 (1976).
47. S. Djurović, Magistarski rad, PMF Beograd 1982.
48. S. Djurović and M. Pavlov, *Beitr. Plasmaphys.* **24**, 105 (1984).
49. M. Pavlov, S. Djurović, B. Vujičić, R. Kobilarov and Z. Mijatović, *Plasma Sources Sci. Technol.* **18**, 015018 (2009).
50. E. A. McLean, C. E. Faneuff, A. C. Kolb and H. R. Griem, *Phys. Fluids* **3**, 843 (1960).
51. L. M. Biberman and B. A. Veklenko, *Soviet Phys. JETP* **10**, 117 (1960).
52. Z. Nađ, Master rad, PMF Novi Sad (2013).
53. H. Hirahara, M. Fujinami and M. Kawahashi, *J. Thermal Sci.* **15**, 48 (2005).
54. W. Feng, P. Xiao-shi, L. Shen-Ye, L. Yong-Sheng, J. Xiao-Hua and D. Yong-Kun, *Acta Phys. Sin.* **60**, 025202 (2011).
55. S. Djurović, Z. Mijatović, B. Vujičić, R. Kobilarov, I. Savić and L. Gavanski, *Phys. Plasmas* **22**, 013505 (2015).
56. S. Djurović, D. Nikolić, I. Savić, S. Sörge and A. V. Demura, *Phys. Rev. E* **71**, 036407 (2005).
57. J. Denavit, *J. Phys. Fluids* **22**, 1384 (1979).
58. G. K. Batchelor, *An Introduction to Fluid Dynamics*. Cambridge University Press (1967).
59. Operating instructions for digital intensified CCD video camera systems 4 Picos dig 4 Quik E dig, Paul Hoess KG, Stanford Computer Optics, Inc. (08/207)
60. I. Savić, L. Gavanski, S. Djurović, Z. Mijatović and R. Kobilarov, *Contributed papers of the 26th International Symposium on the Physics of Ionized Gases, Zrenjanin*, p. 317 (2012).
61. I. Savić, L. Gavanski, S. Djurović, Z. Mijatović and R. Kobilarov, *J. Res. Phys.* **35**, 55 (2011).
62. J. R. Janesick, *Photon Transfer, DN > λ*. SPIE Press (2007).
63. R. E. Bell, L. E. Dudek, B. Grek D. W. Johnson, and R. W. Palladino, *Rev. Sci. Instr.* **70**, 821 (1999).
64. NIST “Atomic Spectra database”. <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>
65. A. K. Gaigalas, Lili Wang, Hua-Jun He, and Paul DeRose, *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **114**, 215 (2009).

66. J. A. Bittencourt, *Fundamentals of plasma Physics*, Springer (2004).
67. M. Mitchner and Ch. H. Kruger, *Partially ionized gases*, John Wiley & Sons, New York (1973).
68. W. Lochte-Holtgreven, *Plasma Diagnostics*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1968).
69. H.-J. Kunze, *Introduction to Plasma Spectroscopy*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (2009)
70. H. R. Griem, *Phys. Rev.* **131**, 1170 (1963).
71. H. R. Griem, *Principles of Plasma Spectroscopy*, Cambridge University Press, Cambridge (1997).
72. M. Ivković, M. Á. González, S. Jovićević, M. A. Gigosos, N. Konjević, *Spectrochim. Acta B*, **65**, 234-240 (2010).
73. C. Pérez, I. de la Rosa, J. A. Aparicio, S. Mar, M. A. Gigosos, *Jpn. J. Appl. Phys*, **35**, 4073 (1996)
74. V. Weisskopf, *Z. für Phys.* **75**, 287 (1932).
75. A. W. Ali and H. R. Griem, *Phys. Rev.* **140**, A1044 (1965).
76. A. W. Ali and H. R. Griem, *Phys. Rev.* **144**, 366 (1966).
77. D. E. Kelleher, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **25**, 191 (1981).
78. W. W. Jones, *Phys. Rev. A* **7**, 1826 (1973).
79. C. W. Allen, *Astrophysical Quantities*, 3rd Edn. Athlone Press, New York, (1973).
80. A. Omont, *J. Phys.* **26**, 26 (1965).
81. P. Kepple and H. R. Griem. *Phys. Rev.* **173**, 317 (1968).
82. C. R. Vidal, J. Cooper and E. W. Smith, *Astrophys. J. Suppl. Ser. No. 214*, **25**, 37 (1973).
83. A. В. Демура и Г. В. Шолин, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **157**, 881 (1975).
84. S. Djurović, D. Nikolić, I. Savić, S. Sörge and A. V. Demura, *Phys. Rev. E* **71**, 036407 (2005).
85. S. Djurović, M. Ćirišan, A. V. Demura, G. V. Demchenko, D. Nikolić, M. A. Gigosos and M. Á. González, *Phys. Rev. E* **79**, 046402 (2009).
86. V. Cardeñoso and M. A. Gigosos, *Phys. Rev. A* **39**, 5258 (1989).
87. M. A. Gigosos, M. Á. González and V. Cardeñoso, *Spectrochim. Acta B* **58**, 1489 (2003).
88. M. Baranger, *Phys. Rev.* **111**, 481 (1958).
89. M. Baranger, *Phys. Rev.* **111**, 494 (1958).
90. M. Baranger, *Phys. Rev.* **112**, 855 (1958).

91. A. C. Kolb and H. R. Griem, *Phys. Rev.* **111**, 514 (1958).
92. M. S. Dimitrijević, *Doktorska disertacija, Univerzitet u Beogradu*, (1978).
93. H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb and G. K. Oertel, *Phys. Rev.* **125**, 177 (1962).
94. S. M. Benett and H. R. Griem, *Technical Report No 71-097, University of Maryland* (1971).
95. W. W. Jons, S. M. Benett and H. R. Griem, *Technical Report No 71-128, University of Maryland* (1971).
96. S. Sahal and H. van Regemorter, *Ann. D'Astrophys.* **24**, 432 (1964).
97. S. Sahal-Brechot, *Astron. Astrophys.* **1**, 91 (1969).
98. S. Sahal-Brechot, *Astron. Astrophys.* **2**, 322 (1969).
99. J. Cooper and G. K. Oertel, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 985 (1967).
100. J. Cooper and G. K. Oertel, *Phys. Rev.* **180**, 286 (1969).
101. J. Holtsmark, *Z. Physik* **20**, 162 (1919).
102. J. Holtsmark, *Z. Physik* **85**, 73 (1924).
103. G. Kuhn, *Phill. Mag.* **18**, 986 (1934).
104. H. Margenau, *Phys. Rev.* **48**, 775 (1935).
105. M. J. Seaton, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **21**, 3033 (1988).
106. D. Voslamber, *Z. Naturforsch* **24A**, 1458 (1969).
107. D. Voslamber, *Z. Naturforsch* **27A**, 1733 (1972).
108. J. Dufty, *Phys. Rev.* **187**, 305 (1969).
109. E. W. Smith, J. Cooper and C. R. Vidal, *Phys. Rev.* **185**, 140 (1969).
110. J. Barnard, J. Cooper and E. W. Smith, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **14**, 1025 (1974).
111. A. Brissaud and U. Frisch, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **11**, 1767 (1971).
112. A. Brissaud and U. Frisch, *J. Math. Phys.* **15**, 542 (1974).
113. A. Brissaud, C. Goldbach, J. Leorat, A. Mazure and G. Nollez, *J. Phys. B* **9**, 1129 (1976).
114. A. Brissaud, C. Goldbach, J. Leorat, A. Mazure and G. Nollez, *J. Phys. B* **9**, 1147 (1976).
115. Tran Minh and H. van Regemorter, *J. Phys. B* **5**, 903 (1972).
116. Tran Minh, N. Feautrier and H. van Regemorter, *J. Phys. B* **8**, 1810 (1975).
117. J. Seidel, *Z. Naturforsch* **32a**, 1207 (1977).
118. A. Ohno, *J. Phys. Soc. Jap.* **16**, 2402 (1961).
119. D. W. Ross, *Ann. Phys.* **36**, 458 (1966).

120. C. A. Mead, *Int. J. Theor. Phys.* **1**, 317 (1968).
121. B. Bezzerides, *Phys. Rev.* **186**, 239 (1969).
122. M. Baranger, in *Atomic and Molecular Processes*, ed. by D. R. Bates, Academic Press, New York, (1962).
123. R. G. Breene, in *Handbuch der Physik*, ed. by S. Flugge, Vol. 27, 1, Springer-Verlag, Berlin and New York (1964).
124. H. R. Griem, in *Advances in Atomic and Molecular Physics*, ed. by D. R. Bates and B. Bederson, Vol. 11, Academic Press, New York and London, (1975).
125. I. I. Sobelman, *Broadening of Spectral Lines in An Introduction to the Theory of Atomic Spectra*, ed. by G. K. Woodgate, Pergamon Press, New York, (1972).
126. V. S. Lisica, *UFN* **122**, 449 (1977).
127. I. M. Podgorny, *Topics in Plasma Diagnostics*, Translated from Russian, Springer, Plenum Press, New York – London (1971).
128. J. R. Fuhr, W. L. Wiese and L. J. Roszman, *Bibliography of Atomic Line Shapes and Shifts (1889-through March 1972)*, Nat. Bur. Stand. Spec. Publ. 366, U.S. Government Printing Office, Washington D.C. (1972).
129. J. R. Fuhr, L. J. Roszman and W. L. Wiese, *Bibliography of Atomic Line Shapes and Shifts (April 1972 through June 1973)*, Nat. Bur. Stand. Spec. Publ. 366, Suppl. 1, U.S. Government Printing Office, Washington D.C. (1974).
130. J. R. Fuhr, G. A. Martin and B. J. Specht, *Bibliography of Atomic Line Shapes and Shifts (July 1973 through May 1975)*, Nat. Bur. Stand. Spec. Publ. 366, Suppl. 2, U.S. Government Printing Office, Washington D.C. (1975).
131. J. R. Fuhr, B. J. Miller and G. J. Martin, *Bibliography of Atomic Line Shapes and Shifts (June 1975 through June 1972)*, Nat. Bur. Stand. Spec. Publ. 366, Suppl. 3, U.S. Government Printing Office, Washington D.C. (1978).
132. J. R. Fuhr and A. Lesage, *Bibliography of Atomic Line Shapes and Shifts (July 1978 through March 1992)*, Natl. Inst. Stand. Technology, Spec. Publ. 366, Suppl. 4, U.S. Government Printing Office, Washington D.C. (1992).
133. H. R. Griem, *Phys. Rev.* **165**, 258 (1968).
134. M. J. Seaton, in *Atomic and Molecular Processes*, Ed. D. R. Bates, Academic Press, New York (1962).
135. H. Van Regemorter, *Astrophys. J.* **136**, 906 (1962).
136. V. Fisher, V. Bernshtam, H. Golten and Y. Maron, *Phys. Rev. A* **53**, 2425 (1996).
137. M. S. Dimitrijević and N. Konjević, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **24**, 451 (1980).
138. G. A. Kobzev, *Opt. Spectrosc. (USSR)* **30**, 106 (1971).
139. M. S. Dimitrijević and V. Kršljanin, *Astron. Astrophys.* **165**, 269 (1986).
140. M. S. Dimitrijević and N. Konjević, *Astron. Astrophys.* **172**, 345 (1987).

141. J. T. Davies and J. M. Vaughan, *Astrophys. J.* **137**, 1302 (1963).
142. W. L. Wiese, *Plasma Diagnostic Techniques*, Ed. R. H. Huddlestone and S. L. Leonard, Academic Press, New York and London, (1965).
143. M. A. Gigosos, S. Djurović, I. Savić, D. González-Herrero, Z. Mijatović and R. Kobilarov, *Astron. Astrophys.* **561**, A135 (2014).
144. S. Djurović, *Doktorska disertacija, Univerzitet u Beogradu*, (1989).
145. S. Djurović, R. Kobilarov and Vujičić, *Bull. Astron. Belgrade* **153**, 41 (1996).
146. L. Gavanski, M. T. Belmonte, I. Savić and S. Djurović, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, **457**, 4038 (2016).
147. W. L. Wiese and N. Konjević, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **28**, 185 (1982).
148. M. Platiša, M. Popović and N. Konjević, *Astron. Astrophys.*, **45**, 325 (1975).
149. J. Purić, S. Djeniže, A. Srećković, M. Platiša and J. Labat, *Phys. Rev A*, **37**, 498 (1988).
150. S. Djeniže, A. Srećković, J. Labat, and M. Platiša, *Z. Phys. D*, **21**, 295 (1991).
151. S. Djeniže, V. Milosavljević and A. Srećković, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **59**, 71 (1998).
152. B. Blagojević, M. V. Popović and N. Konjević, *Phys. Scr.*, **59**, 374 (1999).
153. J. A. del Val, J. A. Aparicio, V. González and S. Mar, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **140**, 171 (1999).
154. A. Srećković, V. Drinčić, S. Bukvić and S. Djeniže, *Phys. Scr.*, **63**, 306 (2001).
155. F. Wollschläger, J. Mitsching, D. Meiners, M. Depiesse, J. Richou and A. Lesage, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **58**, 135 (1997).
156. J. Chapelle and A. Czernichowski, *Acta Phys. Pol.*, **41**, 753 (1972).
157. W. T. Chiang and H. R. Griem, *Phys. Rev. A*, **18**, 116 (1978).
158. C. Pérez, I. de la Rosa, A. M. Frutos, V. R. González and S. Mar, *Ann. Phys. (Paris)*, **15**, 115 (1990).
159. A. Lesage and R. Redon, *Astron. Astrophys.*, **418**, 765 (2004).
160. C. Pérez, I. de la Rosa, A. M. Frutos and S. Mar, *Phys. Rev. E*, **47**, 756 (1993).
161. M. H. Miller, University of Maryland, Technical note BN-550 (1968).
162. N. Konjević, J. Purić, Lj. Ćirković and J. Labat, *J. Phys.*, **B3**, 999 (1970).
163. J. Purić, S. Djeniže, J. Labat and Lj. Ćirković, *Phys. Lett.*, **45A**, 97 (1973).
164. A. Lesage, S. Sahal-Brechot and M. H. Miller, *Phys. Rev. A*, **16**, 1617 (1977).
165. A. Lesage, B. A. Rathore, I. S. Lakićević and J. Purić, *Phys. Rev. A*, **28**, 2264 (1983).
166. A. Lesage and M. Miller, *C. R. Acad. Sci. Ser. B*, **280**, 645 (1975).

167. H. J. Kusch and K. Schröder, *Astron. Astrophys.*, **116**, 255 (1982).
168. V. R. González, J. A. Aparicio, J. A. del Val and S. Mar, *J. Phys. B*, **35**, 3557 (2002).
169. S. Bukvić, S. Djeniže and A. Srećković, *Astron. Astrophys.*, **508**, 491 (2009).
170. V. R. González, J. A. Aparicio, J. A. del Val and S. Mar, *Astron. Astrophys.*, **363**, 1177 (2000).
171. S. Djeniže, A. Srećković, J. Labat, J. Purić and M. Platiša, *J. Phys. B*, **25**, 785 (1992).
172. M. Platiša, M. S. Dimitrijević, M. Popović and N. Konjević, *J. Phys. B* **10**, 2997 (1977).
173. J. Purić, S. Djeniže, J. Labat and Lj. Čirković, *Z. Phys.*, **267**, 71 (1974).
174. A. R. Striganov, N. S. Sventitskii, *Tables of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms*, Plenum, New York (1968).
175. L. Gavanski, M. T. Belmonte, I. Savić and S. Djurović, *Contributed papers of the 28th International Symposium on the Physics of Ionized Gases, Beograd*, p. 236 (2016).
176. I. Savić, L. Gavanski, M. T. Belmonte and S. Djurović, *Contributed papers of the 28th International Symposium on the Physics of Ionized Gases, Beograd*, p. 264 (2016).

Biografija

Lazar B. Gavanski je rođen 01.10.1987. u Novom Sadu, gde je završio osnovnu školu „Petefi Šandor“. Nakon toga pohađa benediktinsku gimnaziju „Ettal“, u Etalu (Garmiš-Partenkirhen, Nemačka) gde maturira 2006. godine. Te godine upisuje osnovne studije iz fizike na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu. 2010. godine završava osnovne studije i na istom fakultetu upisuje master studije iz oblasti fizike plazme. Master studije završava 2011. godine i upisuje doktorske studije na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu.



Dosadašnji naučni rad Lazara B. Gavanskog obuhvata koautorstvo u tri rada u prestižnim međunarodnim časopisima, u osam radova na međunarodnim konferencijama, u jednom radu u domaćem časopisu i u dva predavanja na domaćim konferencijama. Trenutno je u zvanju istraživača saradnika na Departmanu za fiziku Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu.

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:

Doktorska disertacija

VR

Autor:

Lazar Gavanski

AU

Mentor:

Dr Stevica Đurović

MN

Naslov rada:

Određivanje Starkovih poluširina spektralnih linija jonizovanog kiseonika i silicijuma, emitovanih iz plazme proizvedene u elektromagnetnoj udarnoj T-cevi

NR

Jezik publikacije:

srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda:

srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja:

Srbija

ZP

Uže geografsko područje:

Vojvodina

UGP

Godina:

2016

GO

Izdavač:

Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa:

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

MA

Fizički opis rada:

(7 poglavlja/132 stranica/57 slika i grafikona/9 tabela/176 referenci)

FO

Naučna oblast:

Fizika

NO

Naučna disciplina:

Fizika atoma, molekula i jonizovanih gasova

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči:

Plazma, udarni talasi, ICCD kamera, spektroskopija, širenje spektralnih linija, Starkove poluširine

PO

UDK

Čuva se:

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

ČU

Važna napomena:

Rezultati istraživanja koji su prikazani u disertaciji su ostvareni u okviru projekta OI 171014 Ministarstva prosvete, nauke i tehnološkog razvoja Republike Srbije.

VN

Izvod:

Ispitivana je zavisnost brzine fronta udarnih talasa u T-cevi od više parametara. Izvršeno je povezivanje ICCD kamere sa spektrometrom. Ispitane su karakteristike celokupnog sistema i izvršena je njegova optimizacija i kalibracija. Izmerene su Starkove poluširine 45 spektralnih linija OII, 13 spektralnih linija

IZ

Si II i 14 spektralnih linija Si III. Dobijene vrednosti su upoređene sa vrednostima koje se mogu naći u literature, kao i sa teorijskim vrednostima. Urađena je detaljna analiza rezultata iz ovog rada kao i svih dostupnih prethodno dobijenih eksperimentalnih podataka.

Datum prihvatanja teme od NN veća:

DP

31.03.2016.

Datum odbrane:

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik:

Dr Zoran Mijatović, redovni profesor, Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu

član:

Dr Milorad Kuraica, redovni profesor, Fizički fakultet, Univerzitet u Beogradu

član:

Dr Igor Savić, vanredni profesor, Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu

član:

Dr Stevica Đurović, redovni profesor, Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet 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: Doctoral dissertation
CC

Author: Lazar Gavanski
AU

Mentor/comentor: Dr Stevica Đurović
MN

Title: The determination of Stark halfwidths of spectral lines of ionized oxygen and silicon, emitted from plasma produced in an electromagnetically driven shock 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: 2016
PY

Publisher: Author's reprint
PU

Publication place: Faculty of Sciences, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
PP

Physical description: (7 chapters/132 pages/57 figures/9 tables/176 references)
PD

Scientific field: Physics
SF

Scientific discipline: Physics of atoms, molecules and ionized gasses
SD

Subject/ Key words: Plasma, shock waves, ICCD camera, spectroscopy, spectral line broadening, Stark halfwidths
SKW

UC

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

Note: Results of the research presented in this dissertation were realised under Project OI 171014 of Ministry of Education, Science and Technological Development of Republic of Serbia.
N

Abstract: The dependence of shock front velocity on different parameters was examined. The ICCD camera was mounted on the spectrometer. The characteristics of the whole system were examined and the system was optimized and calibrated. The Stark halfwidths of 45 O II spectral lines, 13 Si II spectral lines and 14 Si III spectral lines were
AB

measured. The obtained values were compared with the data available in the literature, as well as with theoretical values. A detailed analysis of both the experimental results given in this dissertation and previously published experimental data was done.

Accepted by the Scientific Board: 31.03.2016.

ASB

Defended on:

DE

Thesis defend board:

DB

President:

Dr Zoran Mijatović, Full professor, Faculty of Sciences,
University of Novi Sad

Member:

Dr Milorad Kuraica, Full professor, Faculty of Physics,
University of Belgrade

Member:

Dr Igor Savić, Associate professor, Faculty of Sciences,
University of Novi Sad

Member:

Dr Stevica Đurović, Full professor, Faculty of Sciences,
University of Novi Sad