



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



**Snimanje širokih spektralnih linija optičkim sistemom sa
ICCD kamerom**

- Master rad -

Mentor:
Dr Lazar Gavanski

Kandidat:
Nataša Simić

Novi Sad, 2021. godine

Sadržaj

Uvod	1
1. Plazma.....	3
1.1. Plazma i emisioni spektar plazme	3
1.2. Širenje spektralnih linija u plazmi	9
1.3. Izvor plazme	14
2. Optički sistem za snimanje spektralnih linija	24
2.1. Šema optičkog sistema sa T-cijevi	24
2.2. Šema optičkog sistema sa impulsnim lukom.....	25
2.3. Difrakciona rešetka.....	26
2.4. Monohromator Černi-Tarnerovog tipa	30
2.5. ICCD kamera.....	31
2.6. Spektralna osjetljivost sistema	38
3. Postupak sastavljanja širokih spektara i spektralnih linija.....	40
4. Snimanje širokih spektara i spektralnih linija i primjena postupka sastavljanja	45
4.1. Sastavljanje širokog spektra plazme proizvedene u T-cijevi	45
4.2. Sastavljanje širokog spektra plazme proizvedene u impulsnom luku	57
5. Dijagnostika plazme na osnovu sastavljenih širokih spektara.....	63
5.1. Dijagnostika plazme proizvedene u T-cijevi	63
5.2. Dijagnostika plazme proizvedene u impulsnom luku	65
Zaključak	70
Literatura	72

Uvod

U prirodnim naukama (fizika, hemija, biologija itd.) značajnu ulogu ima spektroskopija koja se bavi ispitivanjem spektralnih karakteristika zračenja. Osnovna eksperimentalna postavka za spektroskopska mjerena obuhvata izvor zračenja, spektralni uređaj i detektor. Analizom spektroskopski dobijenih podataka moguće je odrediti karakteristike izvora zračenja i dobiti informacije o fundamentalnim procesima koji se odvijaju u izvoru usljud kojih dolazi do emisije zračenja.

Laboratorija za fizičku elektroniku Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu se između ostalog bavi i spektroskopijom plazme. U spektroskopiji plazme se ispituju karakteristike plazme na osnovu analize zračenja koje se emituje u atomskim procesima u plazmi. Razlaganjem emitovanog zračenja na spektralne linije, tj. na monohromatske komponente, i ispitivanjem svojstava tih komponenti može se utvrditi temperatura i koncentracija pojedinačnih konstituenata plazme.

Tema ovog rada je snimanje širokih spektralnih linija. Široke spektralne linije i široki spektri u ovom slučaju su spektralne linije i spektri koji su širi od spektralnog intervala koji odgovara jednom snimku dobijenom ICCD kamerom koja se koristi u Laboratoriji za fizičku elektroniku. Na profil spektralne linije mogu uticati prirodna širina, Doplerovo širenje i širenje usljud pritiska. Prisutno je takođe i instrumentalno širenje linije. U eksperimentima izvršenim u ovom radu, Štarkovo širenje je dominantno.

Kao izvori plazme u ovom radu su korišćeni elektromagnetna udarna T-cijev i impulsni luk. U T-cijevi je plazma proizvedena u čistom helijumu, a u impulsnom luku u mješavini vodonika i argona. Snimljene spektralne linija helijuma i vodonika su proširene toliko da prevazilaze spektralni interval koji se u jednom snimku može obuhvatiti ICCD kamerom. S obzirom da se profili ovih linija vrlo često koriste za dijagnostiku plazme, postoji potreba za postupkom kojim je moguće snimiti profile širokih spektralnih linija. U ovom radu će biti predstavljen postupak kojim je moguće snimiti profile širokih spektralnih linija iz više dijelova, tj. parcijalnih spektara, a zatim te dijelove spojiti u jedan neprekidan i nedeformisan profil široke spektralne linije, ili čak širi spektar, koji se može iskoristiti za dijagnostiku plazme.

Dijagnostika plazme T-cijevi je izvršena na osnovu sastavljenog profila široke spektralne linije He I 447.1 nm. Dijagnostika plazme impulsnog luka je izvršena na

osnovu sastavljenog profila široke spektralne linije H I 486.1 nm i spektralnih linija argona u njenoj okolini. Dobijene vrijednosti elektronske koncentracije i temperature su očekivane za date plazme, što ukazuje na to da je postupak sastavljanja spektralnih linija ispravan i dobro primijenjen.

1. Plazma

1.1. Plazma i emisioni spektar plazme

1.1.1. Kriterijumi plazmenog stanja

Smješu atoma, molekula, slobodnih elektrona i jona nazivamo jonizovanim gasom. Ukoliko u jonizovanom gasu imamo dovoljno visoku koncentraciju nanelektrisanih čestica, tada dolazi do formiranja unutrašnjeg prostornog elektromagnetskog polja. Ovo polje se mijenja od tačke do tačke i u toku vremena jer zavisi od brzine i trenutnog položaja nanelektrisanih čestica. Svaka nanelektrisana čestica preko ovog polja interaguje sa ostalim nanelektrisanim česticama. Na ovaj način je ostvarena kolektivna interakcija. Jonizovani gas kod kojeg je ostvarena kolektivna interakcija, kao i ravnoteža atomskih procesa (jonizacija i rekombinacija, ekskcitacija i deeksicitacija) naziva se plazma. Međutim, da bi se dala stroga definicija plazme, potrebna je ispunjenost još nekih uslova. (Đurović [1])

U odsustvu spoljašnjih uticaja plazma je u cjelini neutralna. Makroskopska neutralnost se može uzeti kao prvi kriterijum postojanja plazme:

$$n_e = \sum_i n_i \quad (1)$$

Termalno kretanje čestica može da naruši lokalnu neutralnost. Ukoliko izvjestan broj elektrona izđe iz posmatrane oblasti, u toj oblasti onda ostaje višak pozitivnog nanelektrisanja. Novonastalo elektrostatičko polje teži da zaustavi elektrone i da ih vrati nazad. Pri povratku, elektroni se ne mogu zaustaviti na početnim položajima već će se približiti centru oblasti iz koje su pošli. To sada stvara višak negativnog prostornog nanelektrisanja. Elektrostatičke sile će sada težiti da izbace elektrone iz te oblasti. To ponovo dovodi do prethodno opisanog stanja i sve se ponavlja. Na taj način nastaju elektronske plazmene oscilacije. Debajeva sfera je najveća oblast iz koje mogu izaći svi nosioci nanelektrisanja jednog znaka. Njen radijus λ_D je dat sa:

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

gdje je sa ε_0 označena permeabilnost vakuma, k_B Boltzmanova konstanta, T temperatura, e nanelektrisanje elektrona, a N_e njihova koncentracija. Plazmena frekvencija se može izraziti kao:

$$\omega_{pe} = \left(\frac{N_e e^2}{m_e \varepsilon_0} \right)^{1/2} \quad (3)$$

U formuli iznad sa m_e je označena masa elektrona. Sudari elektrona i neutralnih čestica dovode do amortizovanja oscilatornog kretanja. Da bi kolektivni efekti bili dominantni, uticaj ovih sudara mora biti veoma mali. To predstavlja drugi kriterijum plazmenog stanja i izražava se relacijom:

$$\nu_{pe} \gg \nu_{en} \quad (4)$$

gdje je $\nu_{pe} = \omega_{pe}/2\pi$, a ν_{en} je frekvencija sudara.

Usljed dejstva Kulonove sile, joni kao pozitivno nanelektrisane čestice privlače elektrone koji su lakše i pokretljivije čestice. Istovremeno se i elektroni međusobno odbijaju te ne daju jedan drugom da se suviše približe jonima. Zbog toga se oko jona stvaraju oblaci elektrona što uzrokuje promjenu električnog polja oko jona koje se onda može izraziti kao:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 r} \frac{q}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (5)$$

Ovo je tzv. efekat Debajevog ekraniranja. U formuli iznad q predstavlja nanelektrisanje čestice, r rastojanje od jona, a λ_D je Debajev radijus. Debajev radijus je vrlo mali, obično manji od mm. Treći kriterijum plazme nalaže da dimenzije plazme treba da budu veće od λ_D ($L \gg \lambda_D$). Četvrti kriterijum je takođe vezan za Debajev efekat ekraniranja. Po ovom kriterijumu treba da je:

$$N_e \lambda_D^3 \gg 1 \quad (6)$$

što znači da srednje rastojanje između elektrona, koje je grubo dato kao $N_e^{-1/3}$, mora biti vrlo malo u poređenju sa Debajevim radijusom.

Pomoću navedenih kriterijuma je data definicija idealne plazme koju je teško ostvariti. Zbog toga se onda koriste izrazi poput nisko ili visoko temperaturna plazma, ravnotežna ili neravnotežna plazma i slično.

1.1.2. Termodinamička ravnoteža u plazmi

Plazma u laboratoriji se ne može smatrati potpuno termodinamički ravnotežnom, već najčešće ispunjava uslove ravnoteže samo u izvjesnoj mjeri. Zato se pored potpune, koriste pojmovi lokalne i parcijalne lokalne termodinamičke ravnoteže.

- **Potpuna termodinamička ravnoteža**

Ukoliko bi plazma bila u takvom stanju da je svaki proces u ravnoteži sa svojim inverznim procesom, uz ispunjenost određenih uslova, 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 sljedeći:

- Raspodjela čestica termodinamički ravnotežne plazme po brzinama je, sa svaku komponentu α , opisana Maksvelovom raspodjelom (Mitchner i Kruger [2]):

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m_\alpha}{2\pi k_B T_\alpha} \right)^{3/2} v_\alpha^2 \exp\left(-\frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2k_B T_\alpha}\right) \quad (7)$$

gdje je $f(v) = (dn/n)/dv$ funkcija raspodjele, koja predstavlja relativni broj čestica koje imaju brzinu iz intervala $v, v + dv$. Masa čestice vrste α je označena sa m_α , njena brzina v_α , a temperatura T_α . U slučaju termodinamičke ravnoteže sve komponente plazme imaju jednaku temperaturu.

- Odnos naseljenosti dva pobuđena energetska stanja u atomu je dat Boltzmanovom raspodjelom (Mitchner i Kruger [2], Griem [3]):

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} \exp\left(-\frac{E_i - E_j}{k_B T_e}\right) \quad (8)$$

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

- U slučaju potpune termodinamičke ravnoteže važi princip detaljne ravnoteže, tj. za svaki proces, kako sudarni tako i emisioni, postoji jednak vjerovatan suprotan proces.

- Za plazmu koja se sastoji samo od jedne vrste neutralnih atoma, jednostruko ionizovanih atoma i elektrona, a nalazi se u stanju termodinamičke ravnoteže može se izvesti jednačina Saha (Mitchner i Kruger [2], Griem [3]):

$$\frac{N_e N_1^z}{N_n^{z-1}} = \frac{2g_1^z}{g_n^{z-1}} \left(\frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{E_{ion}^*}{k_B T} \right) \quad (9)$$

gdje su g_0 i g_0^+ statističke težine osnovnog stanja neutralnog atoma i jednostruko ionizovanog atoma, a E_{ion}^* efektivna energija jonizacije neutralnog atoma, tj. energija jonizacije umanjena za dejstvo električnog mikropolja.

- U stanju potpune termodinamičke ravnoteže, zračenje plazme odgovara zračenju apsolutno crnog tijela pa je i emisija zračenja opisana Plankovim zakonom (Lochte-Holtgreven [4]):

$$u(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad (10)$$

gdje je $u(\nu)$ gustina energije zračenja frekvencije ν , T temperatura plazme, h Plankova konstanta.

• Lokalna termodinamička ravnoteža

Potpuna termodinamička ravnoteža se nikad ne postiže u laboratorijski dobijenim plazmama. Ovako dobijene plazme nisu apsolutno crno tijelo, što znači da je emisija zračenja veća od apsorpcije, uslijed čega se narušava princip detaljne ravnoteže i zračenje plazme se više ne pokorava Plankovoj raspodjeli. (Kunze [5])

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 Boltzmanovom raspodjelom, a raspodjela jonizacionih stanja je opisana Saha jednačinom. U tom slučaju se svaka promjena uslova u plazmi izazvana sudarnim procesima, trenutno odražava na naseljenost energetskih nivoa. Na taj način se uslovi u plazmi razlikuju od tačke do tačke. U okolini svake posmatrane tačke uspostavljena je Boltzmanova raspodjela populacije po energetskim stanjima i Maksvelova raspodjela po brzinama. Maksvelova raspodjela važi za sve komponente plazme, ali kao posljedica razlike u masama, temperature komponenti se razlikuju. Zbog toga se za osnovni parametar plazme uzima elektronska temperatura. Ako se plazma nalazi u opisanom stanju, onda se ona nalazi u stanju lokalne termodinamičke ravnoteže (LTR). Da bi se stanje LTR ostvarilo, potrebno je da frekvencija sudara za elektrone treba

da bude bar deset puta veća od frekvencije radijativnih procesa, a uslov za koncentraciju elektrona je (Griem [6]):

$$N_e \geq 10^{17} Z^7 \left(\frac{k_B T_e}{E_{ion}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_2 - E_1}{E_{ion}} \right)^3 \quad (cm^{-3}) \quad (11)$$

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

- **Parcijalna lokalna termodinamička ravnoteža**

Za manje vrijednosti koncentracije elektrona, manja je i frekvencija sudara, pa raspodjela gustine naseljenosti energetskih nivoa počinje da odstupa od Bolcmanove raspodjele. Ovo odstupanje se prvo javlja kod energetskih stanja kod kojih je razlika u energiji najveća, u slučaju atoma vodonikovog tipa kod osnovnog i prvog pobuđenog stanja (Kunze [5]). Kod velikog broja elemenata je slučaj da efikasni presjek za sudarne procese opada, a vjerovatnoća radijativnog prelaza raste sa približavanjem osnovnom stanju. Zbog toga za manje elektronske koncentracije radijativna dekscitacija, koja dovodi do depopulacije eksitovanih stanja i prenaseljenosti osnovnog stanja, ne može biti zanemarena za nivoe koji su niži od nekog graničnog nivoa. Energetski nivoi koji se nalaze iznad graničnog nivoa mogu biti naseljeni u skladu sa Bolcmanovom raspodjelom i povezani sa osnovnim stanjem sljedećeg ionizacionog stanja jednačinom Saha. Drugim riječima, za sve nivoe iznad graničnog i dalje važe relacije iz LTR. Tada se plazma nalazi u stanju parcijalne lokalne termodinamičke ravnoteže (PLTR). Uslov koji mora biti ispunjen da bi plazma bila u stanju PLTR je (Griem [6]):

$$N_e \geq 7.4 \cdot 10^{18} \frac{Z^7}{n^{17/2}} \left(\frac{k_B T_e}{E_{ion}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (cm^{-3}) \quad (12)$$

gdje je n glavni kvantni broj energetskog stanja iznad kojeg važi PLTR. Takođe, dat je i izraz za procjenu glavnog kvantnog broja iznad kojeg važe uslovi PLTR (Griem [7]):

$$n_{cr} \geq \left[\frac{10}{2\sqrt{\pi}} \frac{z^7}{N_e} \left(\frac{\alpha}{a_0} \right)^3 \right]^{2/14} \left(\frac{k_B T}{z^2 E_H} \right)^{1/17} \quad (13)$$

gdje je α konstanta fine strukture, a_0 Borov radijus, a E_H energija ionizacije vodonika.

1.1.3. Emisioni spektar plazme

Plazma je jak izvor elektromagnetskog zračenja i to kako u vidljivoj oblasti, tako i u drugim dijelovima spektra. Ispitivanjem zračenja se može doći do zaključaka o atomskim procesima i uslovima u plazmi. Emisioni spektar plazme je linijski spektar koji je superponiran na kontinualni spektar.

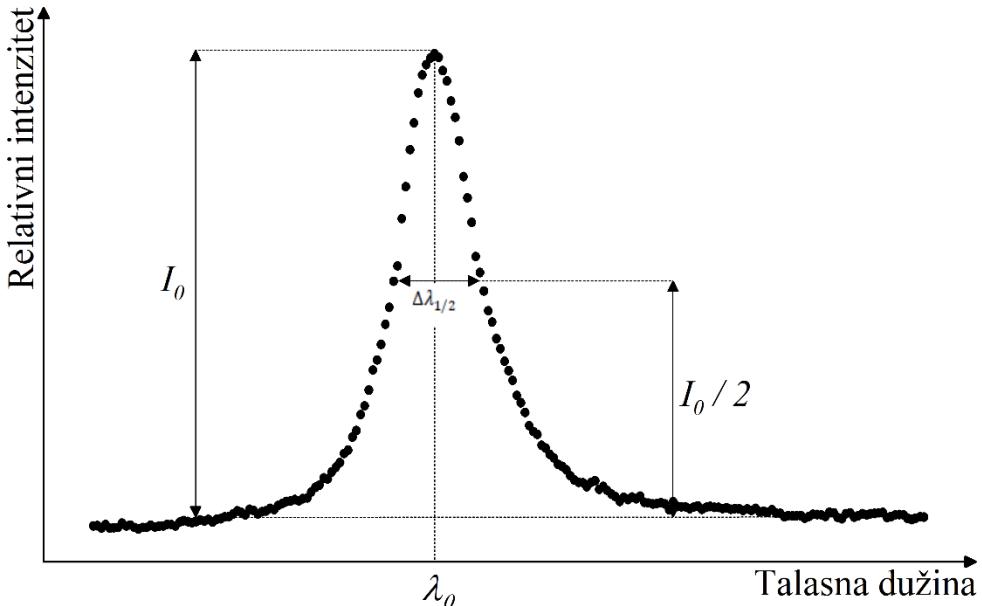
Zračenje plazme nastaje u procesima koji se mogu podijeliti na individualne (nekoherentne) i kolektivne (koherentne).

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 [8]). Individualna emisija zračenja obuhvata tri vrste procesa: slobodno-slobodne, slobodno-vezane i vezano-vezane prelaze. Pri slobodno-slobodnim prelazima elektron je slobodan i u početnom i u krajnjem stanju, a zračenje se emituje prilikom promjene brzine kretanja elektrona kao nanelektrisane čestice. Spektar ovako nastalog zračenja je kontinualan. Tu spadaju zakočno i ciklotronsko zračenje. U slučaju slobodno-vezanih prelaza elektron prelazi iz slobodnog u vezano stanje, tj. elektron biva ugrađen u atomski omotač, 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 je trakast. Postoji takođe i kontinualno zračenje, ali je intenzitet tog zračenja znatno manji od intenziteta spektralnih linija.

U procesima kolektivne emisije, zračenje emituje cijeli kolektiv nanelektrisanih čestica. Intenzitet zračenja koherentne emisije može biti znatno veći od intenziteta zračenja crnog tijela na istoj frekvenciji, a frekvencija tako emitovanog zračenja je bliska frekvenciji plazmenih oscilacija ili na drugi način povezana sa njom (Milić [8]).

1.2. Širenje spektralnih linija u plazmi

Spektralne linije emitovane iz plazme nisu strogo monohromatske, već imaju određeni profil, tj. raspodjelu intenziteta duž uskog intervala talasnih dužina. Za mjeru širine spektralne linije se uzima širina linije na polovini vrijednosti maksimalnog intenziteta (Slika 1.) i naziva se poluširina $\Delta\lambda_{1/2}$.



Slika 1. Profil spektralne linije

Oblik profila snimljenih spektralnih linija zavisi od uslova pod kojima su one emitovane i od 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 mjeri prošireni, mogu biti simetrični ili asimetrični i pomjereni u odnosu na talasnu dužinu koju bi emitovali izolovani i nepokretni atomi. Vrste širenja spektralnih linija mogu se podijeliti prema mehanizmu koji uzrokuje širenje na prirodno širenje, Doplerovo širenje i širenje uslijed pritiska. Na spektralne linije koje se emituju iz plazme istovremeno utiču svi navedeni mehanizmi širenja, a prilikom prolaska zračnja kroz spektrometar javlja se i instrumentalno širenje spektralnih linija. Pored navedenog, na izmjerenu širinu spektralnih linija može uticati i prisustvo samoapsorpcije.

1.2.1. Doplerovo širenje spektralnih linija

Emiteri zračenja u plazmi, eksitovani atomi i joni, se nalaze u stanju neprekidnog haotičnog kretanja. Moguće je i kretanje uzrokovan turbulencijama u plazmi i kretanje plazme kao cjeline. Ukoliko posmatramo zračenje emitera koji se kreću, uočavamo pojavu Doplerovog efekta. Ako se emiteri približavaju detektoru, detekovano zračenje ima veću frekvenciju od emitovane, a zračenje koje potiče od emitera koji se udaljavaju od detektora ima manju frekvenciju od emitovane. Navedena promjena frekvenije je opisana izrazom:

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = \frac{v}{c} \quad (14)$$

gdje je sa ν označena detektovana frekvencija, sa ν_0 emitovana frekvencija zračenja, sa v komponenta brzine kretanja emitera u pravcu detektora, a sa c brzina svjetlosti.

Čestice plazme u termalnoj ravnoteži imaju Maksvelovu raspodjelu po brzinama. Vjerovatnoća da frekvencija emitovanog zračenja dP_ν u pravcu brzine ν leži u intervalu frekvencija $\nu, \nu + dv$ se može dobiti na osnovu (7) i (14):

$$dP_\nu = \frac{c}{\nu_0} \left(\frac{M}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{Mc^2(\nu - \nu_0)^2}{2k_B T \nu_0^2} \right) d\nu \quad (15)$$

gdje je M masa emitera, a T temperatura emitera.

Intenzitet zračenja određene frekvencije I_ν je srazmjeran vjerovatnoći emisije zračenja na toj frekvenciji, tako da se raspodjela intenziteta zračenja uzrokovana Doplerovim efektom može izraziti kao:

$$I_\nu = I_0 \exp \left(-\frac{Mc^2(\nu - \nu_0)^2}{2k_B T \nu_0^2} \right) \quad (16)$$

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

Spektralna linija proširena uslijed Doplerovog efekta ima oblik Gausove funkcije i simetrična je u odnosu na centralnu frekvenciju ν_0 . Poluširinu $\Delta\lambda_{1/2,D}$ spektralne linije izraženu u talasnim dužinama možemo odrediti na osnovu izraza:

$$\Delta\lambda_{1/2,D} = 7.162 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} \quad (17)$$

Sa λ_0 je označena centralna talasna dužina Doplerovog profila. Temperatura T je izražena u K, a masa emitera M u jedinicama relativne atomske mase. Doprinos Doplerovog širenja ukupnom profilu spektralnih linija emitovanih iz plazme je uglavnom mali, ali ipak mjerljiv i pri većim temperaturama se mora uzeti u obzir.

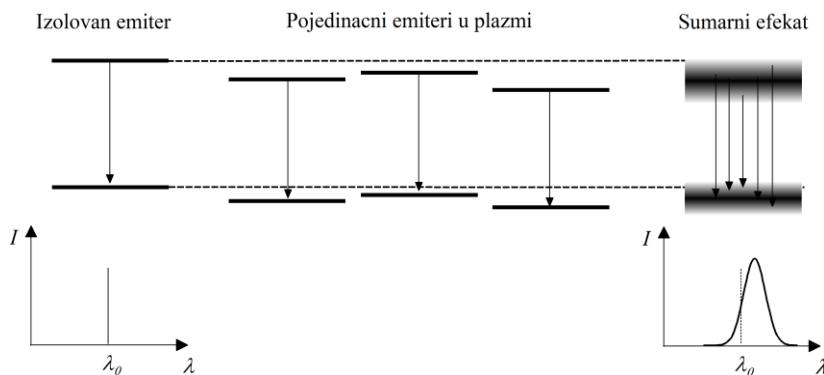
1.2.2. Širenje linija usljud pritiska

Kao posljedica interakcije emitera zračenja sa perturberima, tj. sa česticama koje ih okružuju u plazmi, javlja se širenje spektralnih linija usljud pritiska. Zbog toga će na širenje spektralnih linija uticati koncentracija perturbera, odnosno pritisak. Širenje usljud pritiska se može podijeliti na rezonatno širenje, koje izaziva interakcija emitera sa česticama iste vrste, Van der Valsovo širenje, koje je uzrokovano interakcijom između emitera i neutrala, i Štarkovo širenje, izazvano interakcijom emitera sa nanelektrisanim česticama, odnosno elektronima i ionima.

Interakcija između čestica se može opisati potencijalom opšteg oblika:

$$V_k = -\frac{C_k}{r^k} \quad (18)$$

Ukoliko je $k = 2$, javlja se linearni Štarkov efekat, a $k = 4$ kvadratični Štarkov efekat. Vrijednost $k = 3$ odgovara rezonantnom, a $k = 6$ Van der Valsovom efektu. Svi navedeni efekti djeluju istovremeno i dolazi do pomjeranja energetskih nivoa za svaki emiter. Prilikom snimanja spektralnih linija detektuje se zračenje svih emitera koji emituju u pravcu detekcije pa je snimljeni profil suma emisije pojedinačnih emitera (Slika 2.)



Slika 2. Uticaj perturbera na energetske nivoe emitera

- **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. Tada se javlja degeneracija energetskih nivoa posmatranih prelaza i kao posljedica toga dolazi do širenja spektralne linije, a rezultujući profil je Lorencov. Ovaj proces se može posmatrati i kao skraćenje vremena života pobuđenih stanja, usljud čega se povećava širina spektralne linije. Do rezonantnog

širenja može doći i u slučaju da perturberi nisu iste vrste kao i emiteri, ali su njihovi energetski nivoi bliski nivoima emisionog prelaza. Polu-poluširina w_R rezonantno proširene spektralne linije je data izrazom (Ali i Griem [9, 10]):

$$w_R = 4.30 \cdot 10^{14} \left(\frac{g_1}{g_R} \right)^{1/2} \lambda^2 \lambda_R f_R N \quad (19)$$

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

- **Van der Valsovo širenje spektralnih linija**

Interakcija između neutralnih atoma i emitera se odvija pod dejstvom Van der Valsovih sila kratkog dometa pa razlika između energetskih nivoa zavisi od rastojanja između perturbera i emitera. Zbog toga su i talasne dužine emitovanih fotona različite. Usrednjavanjem vjerovatnoća i svih mogućih rastojanja, a time i pomjeraja energetskih nivoa, dobija se proširena spektralna linija Lorencovog profila. Van der Valsova poluširina spektralne linije $\Delta\lambda_{1/2,w}$ se može izračunati na osnovu formule (Griem [3], Kelleher [11]):

$$\Delta\lambda_{1/2,w} = 4.09 \cdot 10^{-12} \lambda^2 (\bar{\alpha} \bar{R}^2)^{2/5} \left(\frac{T}{\mu} \right)^{3/10} N \quad (20)$$

gdje je λ talasna dužina prelaza, μ redukovana masa sistema emiter-perturber, N koncentracija perturbera, T temperatura, a $\bar{\alpha} \approx \frac{9}{2} a_0^3 \left(\frac{3E_H}{4E_{2p}} \right)^2$ srednja polarizabilnost neutralnih perturbera, E_H predstavlja energiju jonizacije atoma vodonika, a E_{2p} energija prvog pobuđenog stanja perturbera. \bar{R}^2 predstavlja razliku kvadrata vektora položaja elektrona na početnom i krajnjem nivou prelaza, $\bar{R}^2 = \bar{R}_i^2 - \bar{R}_f^2$, izražen u jedinicama a_0 (a_0 je Borov radijus). Mehanizam koji uzrokuje Van der Valsovo širenje dovodi i do pomjeraja spektralnih linija. Van der Valsovo širenje je značajno samo u slučaju plazmi sa velikom koncentracijom neutralnih atoma, kada je srednje rastojanje između njih malo.

- **Štarkovo širenje spektralnih linija**

Štarkov efekat predstavlja pomjeranje i cijepanje energetskih nivoa u atomu ili jonu pod dejstvom električnog polja. Ovaj efekat je dominantan uzrok širenja spektralnih linija u plazmi gdje je koncentracija elektrona i jona dovoljno velika da preovlađuju Kulonove sile dugog dometa. U tom slučaju, zračenje pojedinačnih emitera se sastoji od spektralnih linija pocijepanih na komponente i pomjerenih u odnosu na spektralne linije izolovanih emitera. Pošto je električno mikropolje promjenljivo u vremenu i od tačke do tačke, iznos pomjeranja i cijepanja energetskih nivoa se razlikuje od emitera do emitera. Zbog velikog broja emitera, iz plazme se detektuju proširene i pomjerenе spektralne linije (slika 2).

Kod atoma vodonika i jona vodonikovog tipa javlja se linearni Štarkov efekat. To znači da je iznos energije za koji se energetski nivo u atomu pomjeri linearno srazmjeran jačini spoljašnjeg električnog polja. Linearni Štarkov efekat dovodi do širenja spektralne linije, ali je njen pomjeraj mali u poređenju sa širinom linije. Zbog velike širine linija uslijed linearног Štarkovog efekta, ove linije se često koriste za dijagnostiku plazme. Međutim, nije uvijek pogodno ili moguće koristiti linije vodonika jer vodonik nije prisutan u svakoj plazmi. Velika širina linije ne mora uvijek biti prednost jer je moguće da na liniju često budu 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 karakterističan je kvadratični Štarkov efekat, odnosno kvadratna zavisnost promjene energije nivoa u atomu od jačine spoljašnjeg električnog polja. U ovom slučaju su pomjeraji spektralnih linija uporedivi sa poluširinama linija. Usljed ovog efekta javljaju se spektralne linije male širine te su one pogodne za dijagnostiku plazme viših elektronskih koncentracija i temperatura.

Ukoliko su emiteri joni, na širenje spektralne linije najviše utiču sudari emitera sa elektronima, a spektralna linija ima Lorencov profil:

$$I(w) = \frac{w}{\pi} \frac{I_0}{(\omega - \omega_0 - d)^2 + w^2} \quad (21)$$

gdje je ω ugaona frekvencija, ω_0 položaj centra linije, w polu-poluširina spektralne linije i d njen pomjeraj.

U slučaju neutralnih emitera, širenju spektralne linije najviše doprinose sudari sa elektronima, ali se ni sudari sa jonom ne mogu zanemariti. Spektralne linije tada imaju asimetrični $j(x)$ profil.

1.2.3. Prirodno širenje spektralnih linija

Prirodno širenje spektralnih linija je uvijek prisutno i ono je posljedica neodređenosti energetskih nivoa atoma. Usljed konačnog vremena života pobuđenih energetskih stanja u atomu τ iz Hajzenbergove relacije se može odrediti energetska neodređenost nivoa $\Delta E \leq \hbar/\tau$. Samim tim širina linije zavisi od zbira energetske neodređenosti početnog i krajnjeg stanja prelaza. Širina linije izražena u intervalu frekvencija je:

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m} \right) \quad (22)$$

gdje 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 eksitovano stanje ($\Delta\nu \approx 1/(2\pi\tau_n)$). Iz gornje jednačine se vidi da je prirodna širina linije srazmjeran zbiru vjerovatnoća prelaza. Pošto se vjerovatnoće prelaza razlikuju za različite nivoe, prirodno širenje linije je različito za različite prelaze.

Lorencovim profilom se može opisati spektralna raspodjela intenziteta linije uzrokovana prirodnim širenjem. Prirodna širina linije je vrlo mala, reda veličine 10^{-5} nm, i zbog toga je doprinos prirodnog širenja u popunosti zanemarljiv u odnosu na ostale efekte širenja spektralnih linija.

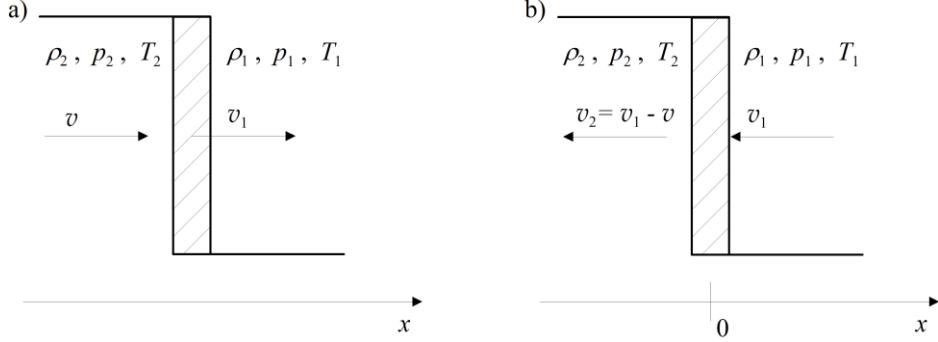
1.3. Izvor plazme

1.3.1. Elektromagnetna udarna T-cijev

Do nastanka udarnih talasa uglavnom dovodi naglo oslobađanje velike količine energije u nekoj sredini. Udarni talasi mogu da se pojave u gasovima, tečnostima i čvrstim tijelima, ali i u svemiru, npr. u fotosferama zvijezda uzrokovani eksplozijama u jezgrima zvijezda. Svakako udarni talasi se mogu javiti i pri jakim eksplozijama, a u laboratoriji se dobijaju fokusiranim laserskim zračenjem, pri električnim pražnjenjima ili u udarnim cijevima. Prilikom prostiranja udarnog talasa kroz gas, dolazi do zagrijavanja gasa, eksitacije i ionizacije atoma, što znači da se stvara plazma u frontu i iza fronta udarnog talasa.

Za parametre sredine se mogu uzeti gustina ρ , pritisak p i temperatura T . Udarni talas koji se prostire kroz tu sredinu brzinom većom od brzine zvuka u toj sredini

predstavlja diskontinuitet u parametrima sredine. (Zeldovich i Raizer [12], Niu [13], Vujičić i Đurović [14]) Površina na kojoj se parametri fluida skokovito mijenjaju predstavlja front udarnog talasa (Slika 3.).



Slika 3. Prostiranje udarnog talasa kroz fluid

Na slici 3.a) je prikazana promjena parametara sredine za ravan talas koji se kreće konstantnom brzinom v_1 . Sa ρ_1 , p_1 i T_1 su označeni parametri sredine prije prolaska fronta udarnog talasa, a sa ρ_2 , p_2 i T_2 parametri sredine neposredno poslije fronta udarnog talasa. Ukoliko se prepostavi da se fluid ispred fronta udarnog talasa nalazi u stanju mirovanja, udarni talas prilikom prolaska fluidu saopštava brzinu v . Ako se referentni sistem veže za front udarnog talasa, tada izgleda kao da fluid ulazi u front brzinom v_1 , a izlazi brzinom $v_2 = v_1 - v$ (Slika 3.b)). Vektor brzine prostiranja udarnog talasa je paralelan sa x-osi i sve relevantne veličine zavise samo od x-koordinate.

Pod prepostavkom da važe Rankin – Igoniove jednačine [Vujičić i Đurović [14]), temperatura fluida iza fronta T_2 se može procijeniti na osnovu relacije:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{[2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)][(\gamma - 1)M_1^2 + 2]}{(\gamma + 1)^2 M_1^2} \quad (23)$$

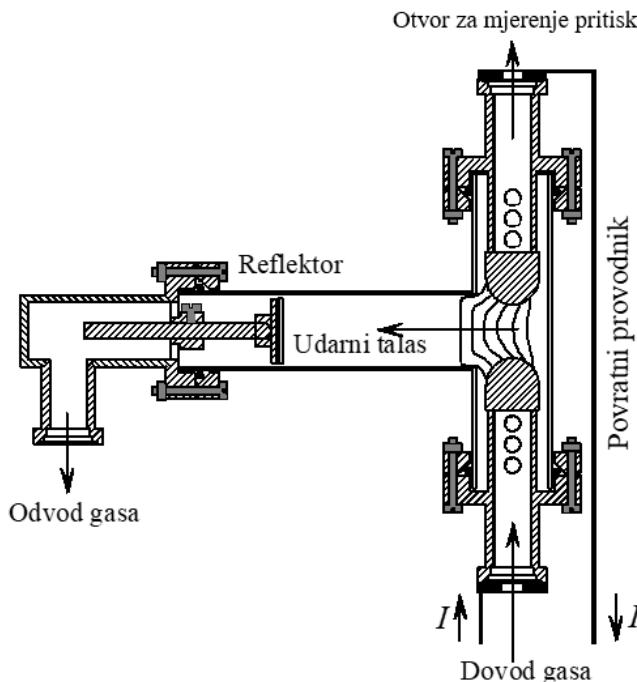
sa M_1 je označen Mahov broj, koji predstavlja odnos brzine prostiranja udarnog talasa kroz dati fluid v_1 i brzine zvuka u tom fluidu v_z , γ je odnos specifičnih toplota pri stalnom pritisku i stalnoj zapremini c_p/c_v . Za jake udarne talase važi $v_1 \gg v_z$ pa gornja jednačina postaje:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{2\gamma(\gamma - 1)M_1^2}{(\gamma + 1)^2} \quad (24)$$

odakle zaključujemo da je temperatura gasa iza fronta srazmjerna kvadratu Mahovog broja.

Međutim, stvarne vrijednosti temperature iza fronta udarnog talasa su nešto niže nego one koje predviđaju gornje relacije. Za to su odgovorni sudarni procesi i procesi radijativne rekombinacije uslijed kojih se gubi dio unutrašnje energije sistema.

Izvor plazme u ovom radu je elektromagnetna udarna T-cijev. Šematski prikaz T-cijevi je dat na slici 4.



Slika 4. Šematski prikaz elektromagnetske udarne T-cijevi

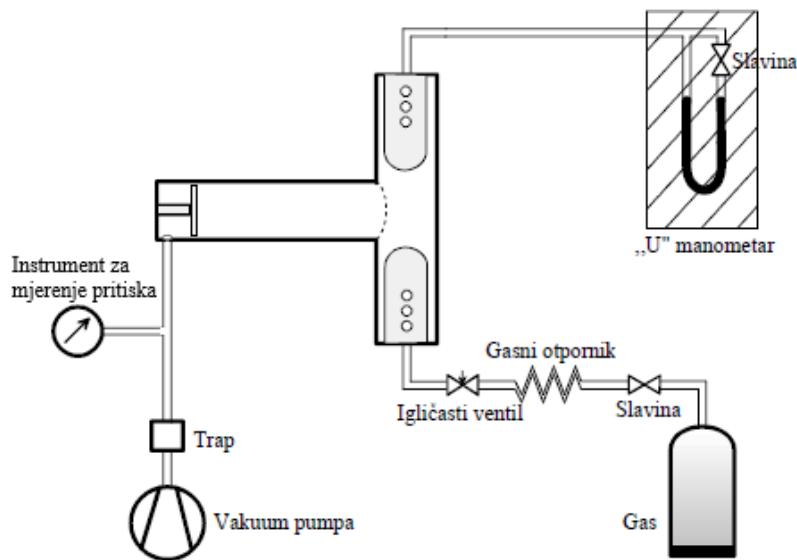
U vertikalnom dijelu T-cijevi se nalaze elektrode od volframa na nosačima od mesinga, a na kraju bočnog dijela cijevi je postavljen reflektor od kvarcnog stakla. Reflektor je zalipljen na držač od mesinga i udaljen je 140 mm od elektroda. T-cijev je napravljena od stakla, a unutrašnji prečnik cijevi iznosi 27 mm. Na elektrodama i iza reflektora se nalaze otvori za dovod i odvod gase i za mjerjenje pritiska.

Brzim pražnjenjem kondenzatora preko povratnog provodnika i odgovarajućeg otpornika se postiže električno pražnjenje između elektroda T-cijevi. Povratni provodnik je postavljen paralelno elektrodama i nalazi se neposredno uz zid staklene cijevi. Ovakvom postavkom se postiže da struja pražnjenja i struja kroz povratni provodnik budu suprotno usmjerene. Iz tog razloga se između njih javlja odbojna elektromagnetna sila $F = \frac{\mu_0 I^2 l}{2\pi d}$ (μ_0 je magnetna permeabilnost vakuma, l rastojanje između elektroda, d rastojanje između ose na kojoj se nalaze elektrode i povratnog provodnika, a I jačina

struje pražnjenja). Pod dejstvom ove sile se udarni talas, koji je nastao uslijed naglog oslobođanja velike količine energije pri pražnjenju između elektroda, usmjerava i ubrzava ka reflektoru. Prilikom prolaska kroz bočni dio T-cijevi, udarni talas zagrijava gas pri čemu dolazi do ekscitacije i ionizacije atoma gasa, tj. do formiranja plazme. Nakon odbijanja od reflektora, udarni talas se vraća i dodatno zagrijava i ionizuje gas. Plazma proizvedena na ovaj način je jak izvor elektromagnetskog zračenja.

• Gasni sistem

Uloga gasnog sistema je da obezbijedi rad plazme u protočnom režimu pri niskom pritisku. Šematski prikaz gasnog sistema je dat na slici 5.

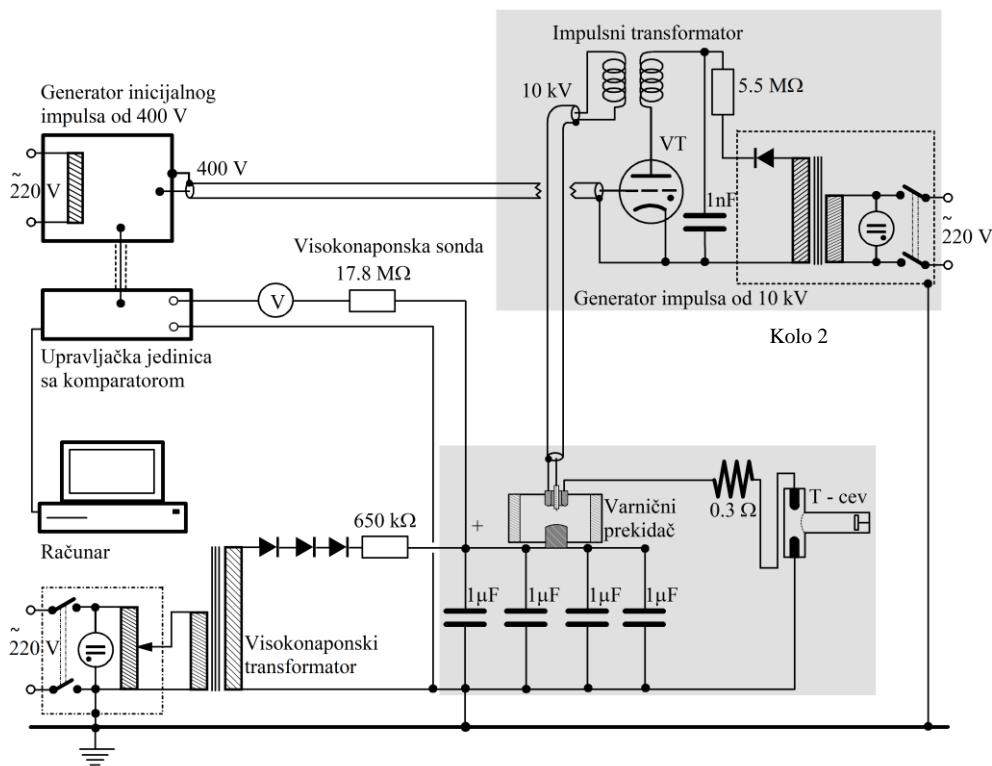


Slika 5. Šematski prikaz gasnog sistema T-cijevi

Vakuum pumpa se koristi da bi se prije početka mjerjenja izvukao vazduh iz T-cijevi do pritiska od oko 0.5 Pa. Za mjerjenje početne vrijednosti pritiska gase u cijevi se upotrebljava mjerna sonda Piranijevog tipa i elektronski uređaj za mjerjenje niskog pritiska. U toku ispumpavanja vazduha se nečistoće iz cijevi i uljne pare iz vakuum pumpe odstranjuju pomoću trepa. Radni gas dospijeva iz boce u T-cijev preko gasnog otpornika i igličastog ventila. Gasni otpornik je zapravo uska i savijena bakarna cijev. Bakarna cijev smanjuje pritisak na ulazu igličastog ventila, a igličasti ventil služi za regulaciju pritiska u cijevi. Pritisak gase u cijevi u toku mjerjenja se kontroliše pomoću uljnog „U“ manometra.

- **Električni sistem**

Električni sistem služi da obezbijedi dobro definisan početak pražnjenja između elektroda T-cijevi, pri zadatoj vrijednosti visokog napona. Šematski prikaz sistema je dat na slici 6.

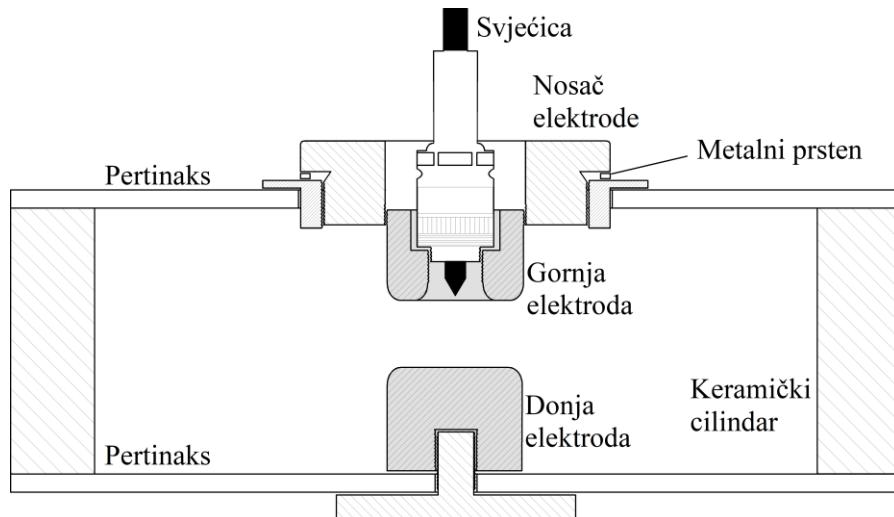


Slika 6. Električni sistem T-cijevi

Za punjenje sistema kondenzatora se koristi visokonaponski transformator na čiji primar je vezan regulacioni transformator pomoću kog je moguće mijenjati napon punjenja kondenzatora. Na sekundaru visokonaponskog transformatora se nalaze tri ispravljačke diode i otpornik od $650\text{ k}\Omega$, koji služi za ograničavanje struje punjenja kondenzatora. Kondenzatori, kao i cijelo kolo za pražnjenje, moraju imati mali induktivitet, što omogućava brzo pražnjenje. Induktivitet cijelog kola iznosi $0.13\text{ }\mu\text{H}$.

U kolu za pražnjenje nalazi se varnični prekidač. Ovaj prekidač predstavlja prekid u kolu i sprečava nekontrolisano pražnjenje kondenzatora. Šematski prikaz varničnog prekidača dat je na slici 7. Tijelo 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 tijela i poklopca nalaze se gumeni prstenovi radi poboljšanja zvučne izolacije. Unutar cilindra je vazduh na atmosferskom pritisku. Donja elektroda je u kontaktu sa metalnom pločom

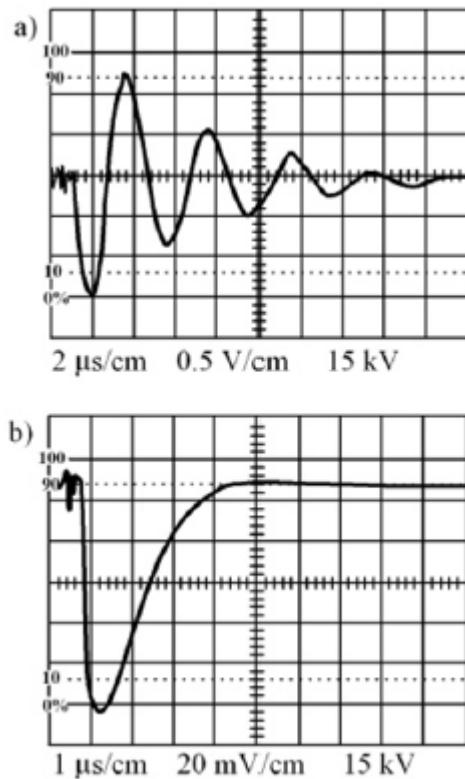
koja povezuje pozitivno nanelektrisane polove kondenzatora. Kroz gornji poklopac je ubačen nosač gornje elektrode i svjećice. Razmak između elektroda se može mijenjati ubacivanjem metalnih prstenova ispod nosača gornje elektrode. Na taj način se podeši napon samoproboja koji treba da bude veći od napona punjenja kondenzatora, tj. od napona pražnjenja kroz T-cijev. Proboj kroz varnični prekidač se inicira visokonaponskim impulsom od 10 kV koji uzrokuje varnicu između elektrode svjećice i gornje elektrode. Uspostavljanjem proboga kroz varnični prekidač je omogućeno i pražnjenje kondenzatora preko elektroda T-cijevi.



Slika 7. Varnični prekidač

Napon pražnjenja se unaprijed zadaje preko Upravljačke jedinice sa komparatorom. Cijeli elektronski sklop se kontroliše pomoću računara. Napon punjenja kondenzatora se mjeri pomoću visokonaponske sonde od $17.8 \text{ M}\Omega$, a skida se sa dijela od $2.7 \text{ k}\Omega$ 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. 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 svjećice.

Struja pražnjenja ima oscilatori karakter (Slika 8.).



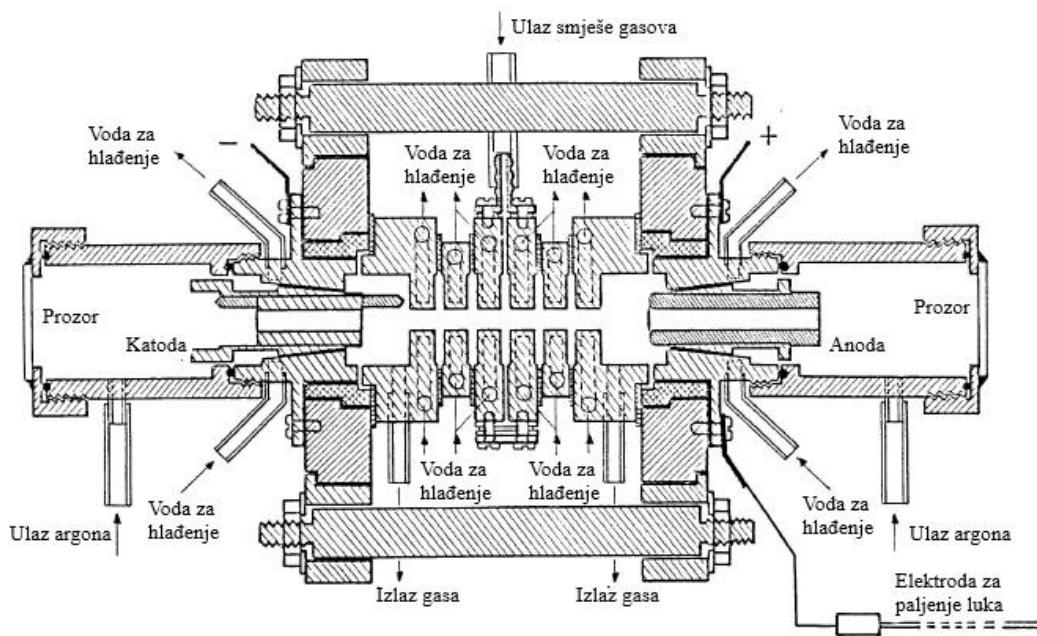
Slika 8. Oscilogram struje pražnjenja

Da bi se u T-cijevi dobio jedan izolovan i dobro definisan udarni talas, mora se obezbijediti struja pražnjenja u obliku kratkotrajnog i kritično prigušenog impulsa (Slika 8.b)). Kritično prigušenje struje pražnjenja se postiže redno vezanim otpornikom od 0.3Ω u kolu za pražnjenje. Iz prigušenja i perioda oscilacija strujnog impulsa je izračunata potrebna vrijednost otpora za kritično prigušenje.

1.3.2. Impulsni luk

Pored T-cijevi, kao izvor plazme u ovom radu korišćen je i impulsni luk. Impulsni luk korišćen u ovom radu je zidom stabilisan luk, pri čemu se na kontinualni režim rada ovog luka superponira impuls jake struje. Šest bakarnih diskova sa otvorom u sredini međusobno su izolovani teflonom debljine 0.5 mm i zajedno čine kanal prečnika 6 mm i dužine 60 mm. Na krajevima kanala nalaze se dva šira diska koji služe kao nosači elektroda. Katoda je napravljena od tanke zašiljene žice, a time je fiksirano mjesto električnog pražnjenja, odnosno spriječeno je da se električno pražnjenje šeta po katodi, što bi dovelo do nestabilnosti luka u blizini katode. Paljenje luka se vrši pomoću

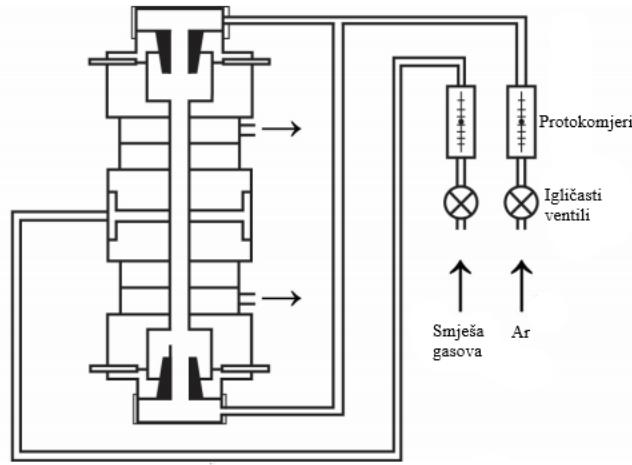
elektrode za paljenje kroz otvor na anodi. Elektroda za paljenje se nalazi na potencijalu anode. Pomoću ove elektrode se uspostavi kratak spoj između anode i katode. Usljed velike jačine struje dolazi do zagrijavanja elektroda do temperatura na kojima se javlja termoelektronska emisija. Razdvajanjem elektroda dolazi do uspostavljanja lučnog pražnjenja koje se razvlači duž čitavog kanala kada se elektroda za paljenje izvuče iz sistema, a prostor iza anode se zatvara. Kako je jačina struje kroz luk velika, neophodno je hlađenje bakarnih diskova koji čine kanal u kome gori luk. Hlađenje se vrši protokom vode kroz svaki disk pojedinačno.



Slika 9. Uzdužni presjek luka

• Gasni sistem

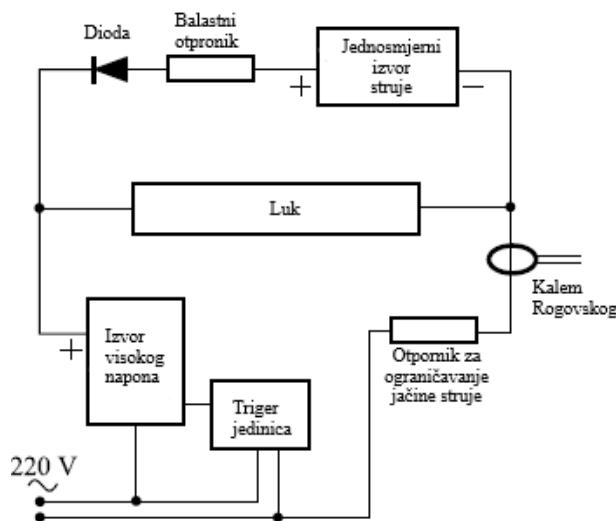
Radni gas se uvodi u prostor iza elektroda, koji je zatvoren kvarcnim prozorom, a izvlači kroz otvore na krajnjim diskovima u blizini elektroda. Regulacija protoka se vrši igličastim ventilima, a kontrola protokomjerima. Luk obično radi sa čistim argonom na atmosferskom pritisku. Takođe je moguće uvesti mješavinu argona sa nekim drugim gasom u centralni dio luka.



Slika 10. Šematski prikaz gasnog sistema

- **Električni sistem**

Električno napajanje luka vršeno je pomoću stabilisanog jednosmjernog izvora struje sa stabilnošću 0.3% (Slika 11.). Redno sa lukom je vezan i balastni otpornik kroz koji prolazi struja jačine 30 A. Na ovaj način se uglavnom dobija plazma čija je elektronska temperatura od 10 000 K do 11 000 K, a koncentracija elektrona reda veličine 10^{22} m^{-3} .



Slika 11. Šema elektronskog kola luka

Da bi se dobile veće vrijednosti navedenih parametara plazme, potrebne su veće struje pražnjenja. Jedan način da se to postigne je primjena jakih strujnih impulsa uz jednosmjernu struju. Ovo se može uraditi korišćenjem naizmjeničnog napona od 220 V u kombinacijim sa odgovarajućim elektronskim kolom. Ukoliko je vrijednost otpora na

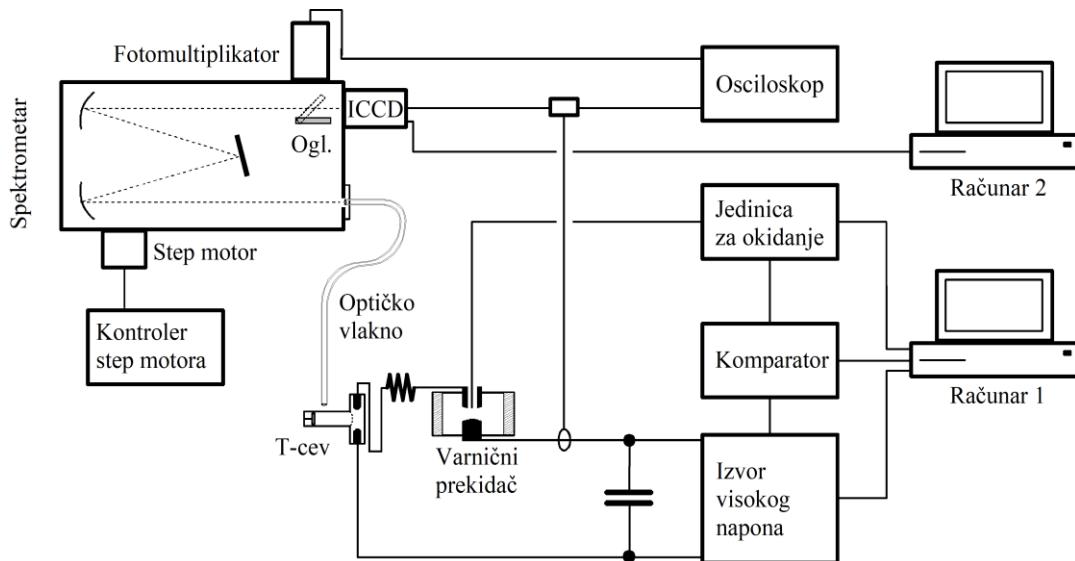
otporniku za ograničavanje jačine struje 0.8Ω , dobija se strujni impuls u trajanju od 8 ms jačine 240 A. Sa jednosmjernom strujom od 30 A, ukupna jačina struje kroz luk iznosi 270 A. Jednosmjerni izvor struje je sa lukom povezan preko diode koja štiti izvor od jakih strujnih impulsa. Strujni impulsi se mijere pomoću kalema Rogovskog. Istovremeno se signal sa kalema Rogovskog koristi za generisanje signala za okidanje ICCD kamere.

2. Optički sistem za snimanje

spektralnih linija

2.1. Šema optičkog sistema sa T-cijevi

Na slici 12. je prikazana šema eksperimentalne postavke za snimanje spektralnih linija.



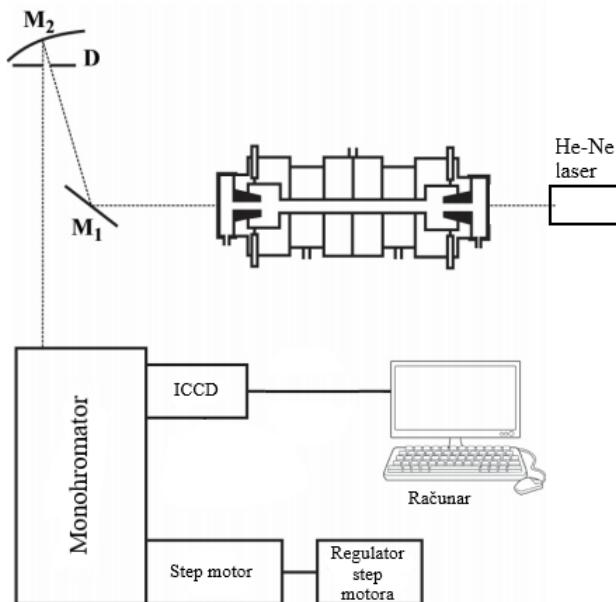
Slika 12. Šematski prikaz mjernog sistema

Lik plazme iz bočnog dijela T-cijevi se pomoću optičkog vlakna vodi na ulaznu pukotinu spektrometra Černi-Tarnerovog tipa. Kao disperzionalni element koristi se difrakciona rešetka. Zakretanje difrakcione rešetke se kontroliše pomoću step motora. Korak step motora odgovara minimalnoj promjeni talasne dužine od 0.005 nm. Na taj način se skenira posmatrani spektar. Na jedan izlazni otvor spektrometra je postavljena ICCD (Intensified Charged-Coupled Device) kamera, a na drugi izlazna pukotina i fotomultiplikator. Dakle, na CCD čip kamere pada zračenje šireg intervala talasnih dužina, dok na fotokatodu fotomultiplikatora pada približno monohromatsko zračenje. Zračenje se dovodi na fotomultiplikator ili na ICCD kameru zakretanjem ogledala na izlazu spektrometra. U ovom radu se kao detektor koristi samo ICCD kamera.

2.2. Šema optičkog sistema sa impulsnim lukom

Spektroskopsko posmatranje se vrši duž ose luka kroz otvor na katodi. Prije početka mjerena potrebno je izvršiti optičko poravnavanje sistema, što se radi pomoću He-Ne lasera. Optički put laserskog zraka, kasnije i zračenja iz plazme, prikazan je na slici 13. isprekidanim linijom. Laser se postavlja iza luka tako da snop prolazi kroz kvarcne prozore, zatim se podešavaju položaji ogledala u odnosu na luk i monohromator tako da lasersko zračenje pada na ulaznu pukotinu monohromatora.

Optički sistem se sastoji od ogledala, monohromatora i detektora zračenja, u ovom slučaju je to ICCD kamera. Lik plazme se projektuje na ulaznu pukotinu monohromatora u odnosu 1:1 pomoću ravnog ogledala M_1 i sfernog ogledala M_2 žižne duljine 1.5 m. Da bi se dobio lik plazme iz centralnog dijela luka, ispred sfernog ogledala je postavljena kružna dijafragma D. Odgovarajućim izborom položaja sfernog ogledala u odnosu na luk i monohromator obezbijeđeno je potpuno osvjetljavanje difrakcione rešetke. U ovoj eksperimentalnoj postavci se koriste isti monohromator i detektor kao i u slučaju T-cijevi. Mjernim sistemom se upravlja pomoću računara.



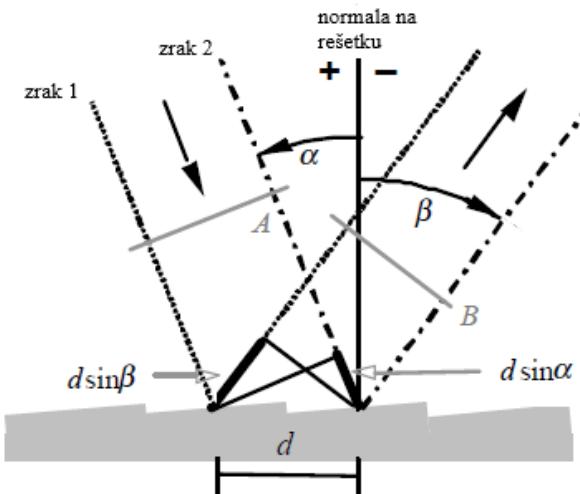
Slika 13. Šema optičkog sistema luka

2.3. Difrakciona rešetka

Difrakciona rešetka se može definisati kao skup reflektujućih (refleksione rešetke) ili transmisionih elemenata (transmisione rešetke) koji su na međusobnom rastojanju uporedivom sa talasnom dužinom upadnog zračenja. Svaka monohromatska komponenta upadnog zračenja se na rešetki difraktuje, pri tome se svaki zarez rešetke ponaša kao novi izvor difraktovanog zračenja. Difraktovano zračenje može konstruktivno interferirati samo pod uglovima difrakcije iz diskretnog skupa vrijednosti $\{\beta_m\}$ definisanih jednačinom rešetke:

$$d(\sin \alpha + \sin \beta) = m\lambda \quad (25)$$

gdje je λ talasna dužina zračenja, α upadni ugao, d konstanta rešetke (rastojanje između susjednih zareza), a m je cijeli broj koji predstavlja red difrakcije. (Slika 14.)



Slika 14. Difrakcija na rešetki za planarni talasni front

Do konstruktivne interferencije dolazi isključivo kada je zračenje koje je difraktovano sa različitim pukotina u fazi. Odnosno, konstruktivna interferencija je moguća samo ako je razlika u putu koji pređu paralelni zraci iste talasne dužine pri refleksiji od susjednih zareza jednaka cjelobrojnom umnošku talasne dužine tih zraka. Ono što je karakteristično za difrakcionu rešetku je to da se zakretanjem rešetke mijenjaju ulazni i izlazni uglovi u odnosu na površinu rešetke, iako se položaj izvora i detektora u odnosu na osu rotacije rešetke ne mijenja. Dakle, zakretanjem rešetke se mijenjaju veličine α i β pri konstantnom m i d , tako da se može mijenjati i talasna dužina detektovanog zračenja.

Upadni uglovi i uglovi difrakcije se mjere od normale na rešetku ka zraku, prema konvenciji. Svi uglovi koji se mijere u smjeru kazaljke na satu, počevši od normale rešetke, imaju negativan predznak, a uglovi koji se mijere u suprotnom smjeru kazaljke imaju pozitivan predznak. Kao primjer ove konvencije se može navesti specijalan slučaj kada je red difrakcije jedan nuli te jednačina rešetke prelazi u zakon refleksije $\alpha = -\beta$.

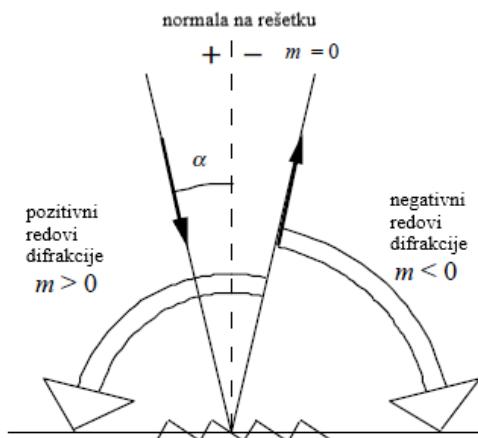
Ukoliko upadni i reflektovani zrak ne leže u istoj ravni kao i normala na površinu rešetke, potrebno je modifikovati jednačinu rešetke:

$$d(\sin \alpha + \sin \beta) \cos \varepsilon = m\lambda \quad (26)$$

gdje je ε ugao upadnog zraka u odnosu na ravan koja sadrži normalu rešetke. Često se koristi i veličina $n = 1/d$ [zareza/mm], koja se naziva gustina ili frekvencija zareza.

Prema konvenciji je $m > 0$ ako se difraktovani zrak nalazi lijevo od reflektovanog zraka ($m = 0$), a $m < 0$ ako difraktovani zrak leži desno od reflektovanog (Slika 15.). Ukoliko je putna razlika jednaka jednom iznosu talasne dužine, riječ je o pozitivnom ($m = 1$) ili negativnom ($m = -1$) prvom redu difrakcije. Analogno, difrakcije višeg reda $m = k$ se javljaju kada putna razlika odgovara k -tom umnošku talasne dužine zraka. Međutim, broj redova difrakcije je ograničen. U skladu sa jednačinom rešetke može se javiti samo difrakcija čiji red zadovoljava uslov:

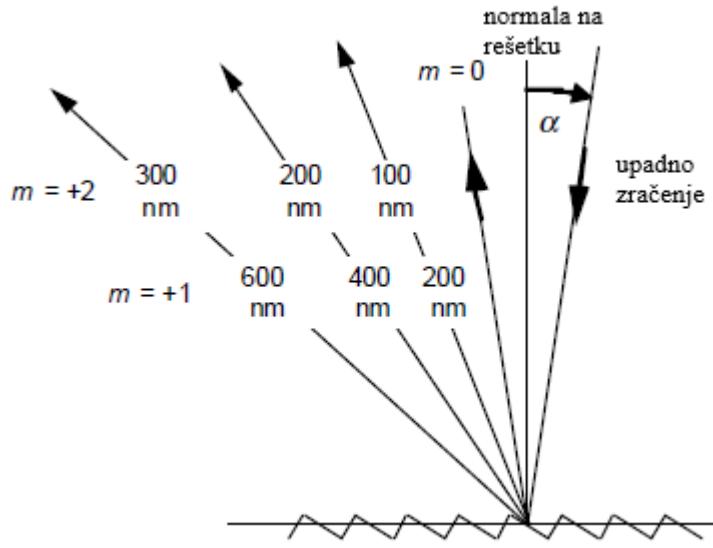
$$-2d < m\lambda < 2d \quad (27)$$



Slika 15. Konvencija o pozitivnom i negativnom redu difrakcije

Postojanje difrakcije viših redova dovodi do preklapanja određenih sukcesivnih talasnih dužina, odnosno spektara (Slika 16.). Iz jednačine rešetke se vidi da je, pri fiksiranim vrijednostima upadnog ugla i ugla difrakcije, difraktovano svjetlo talasne

dužine λ reda $m = 1$ praćeno svjetlošću talasne dužine $\lambda/2$ reda $m = 2$. U tom slučaju do detektora stižu ova dva zraka različitih talasnih dužina istovremeno. Kako bi se to izbjeglo, neophodno je prije detektora isfiltrirati samo ono zračenje koje se želi posmatrati s obzirom da detektor nije u stanju da razlikuje zračenje različitih talasnih dužina (ukoliko su one u opsegu detekcije).



Slika 16. Preklapanje različitih sukcesivnih talasnih dužina

2.3.1. Disperzija i moć razlaganja

Primarna svrha difrakcione rešetke je da prostorno razloži svjetlost po talasnim dužinama. Upadni snop bijele svjetlosti će biti razložen na komponente po talasnim dužinama nakon difrakcije na rešetki, a svaka komponenta je difraktovana u drugom pravcu. Disperzija se definiše kao mjera razdvajanja (bilo ugaona ili prostorna) difraktovane svjetlosti različitih talasnih dužina.

Ugaoni interval $\Delta\beta$ koji zauzima spektar difrakcionog reda m , po intervalu talasnih dužina λ i $\lambda + \Delta\lambda$ i pri konstantnom upadnom uglu α , se dobija diferenciranjem jednačine rešetke. Odatle za ugaonu disperziju rešetke slijedi:

$$D_\beta = \frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \beta} = \frac{nm}{\cos \beta} = \frac{\sin \alpha + \sin \beta}{\lambda \cos \beta} \quad (28)$$

Iz prethodne jednačine se može zaključiti da je ugaona disperzija srazmjerna gustini zareza n , odnosno ugaono razdvajanje različitih talasnih dužina se povećava sa n za dato

m. Desna strana jednačine pokazuje da je ugaona disperzija funkcija isključivo upadnog ugla i ugla difrakcije za datu talasnu dužinu.

Linearna disperzija disperzionog sistema sa difrakcionom rešetkom se dobija kao proizvod ugaone disperzije i efektivne fokalne dužine $r'(\beta)$ za datu talasnu dužinu i red difrakcije:

$$D_l = \frac{dl}{d\lambda} = r'D_\beta = r' \frac{m}{d \cos \beta} = r' \frac{nm}{\cos \beta} \quad (29)$$

Veličina $\Delta l = r'\Delta\beta$ je realna promjena položaja u spektru. Recipročna linearna disperzija $P = 1/D_l$ je mjera promjene talasne dužine koja odgovara promjeni položaja duž spektra, odnosno na zaklonu. Ukoliko zaklon, odnosno detektor, na kojem se posmatra spektar nije normalan na pravac zraka koji se posmatra, linearu disperziju je potrebno korigovati i to tako što se P množi uglom koji ravan ekrana zaklapa sa pravcem zraka.

Moć razlaganja ravne difrakcione rešetke je teorijski data izrazom (Loewen i Palmer [15]):

$$R = mN = \frac{Nd(\sin \alpha + \sin \beta)}{\lambda} \quad (30)$$

gdje je N ukupan broj zareza na površini rešetke koji su osvijetljeni. Za negativne vrijednost m se uzima apsolutna vrijednost moći razlaganja. Ako je rastojanje između zareza konstantno duž rešetke, za širinu rešetke se može pisati $W = Nd$ pa moć razlaganja dobija oblik:

$$R = \frac{W(\sin \alpha + \sin \beta)}{\lambda} \quad (31)$$

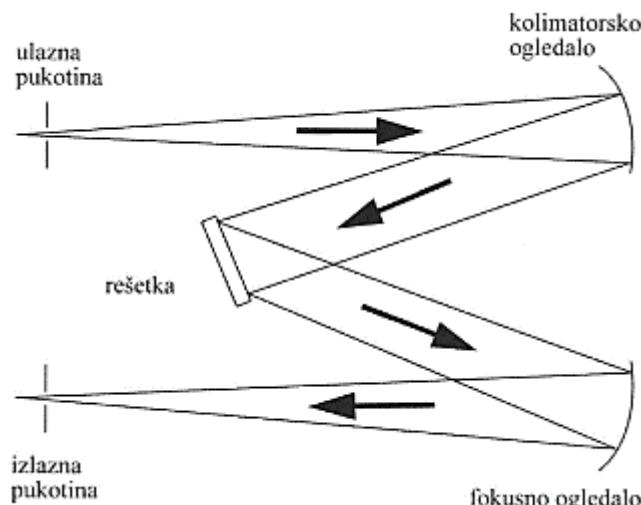
Maksimalna moć razlaganja je $R_{max} = \frac{2W}{\lambda}$.

Mjeranjem razlike optičkih puteva dva zraka koji difraktuju na suprotnim krajevima rešetke se dobija maksimalni fazni pomjeraj. Ako se ovaj broj podijeli sa talasnom dužinom zračenja, dobija se moć razlaganja.

Stepen primjenljivosti teorijske moći razlaganja zavisi od uglova α i β , ali i od optičkog kvaliteta površine rešetke, uniformnosti rastojanja između zareza i kvaliteta ostale optike u sistemu. Praktična moć razlaganja je ograničena širinom spektralnih linija koja zavisi od karakteristika izvora svjetlosti.

2.4. Monohromator Černi-Tarnerovog tipa

Rad monohromatora Černi-Tarnerovog tipa se zasniva na korišćenju ravne difrakcione rešetke (Slika 17.). Upadno zračenje divergira počevši od samog izvora zračenja, a zatim i nakon prolaska kroz ulaznu pukotinu monohromatora pa je potrebno prvo kolimisati upadno zračenje konkavnim kolimatorskim ogledalom i usmjeriti ga na difrakcionu rešetku. Svjetlost koja je difraktovana od rešetke pada na drugo konkavno fokusno ogledalo, odakle se usmjerava ka izlaznoj pukotini. Komponente spektra različitih talasnih dužina se pojedinačno dovode na izlaz monohromatora zakretanjem difrakcione rešetke. Rotiranje rešetke pomoću step motora se vrši oko ose koja je normalna na ravan u kojoj leže upadni i difraktovani zrak.



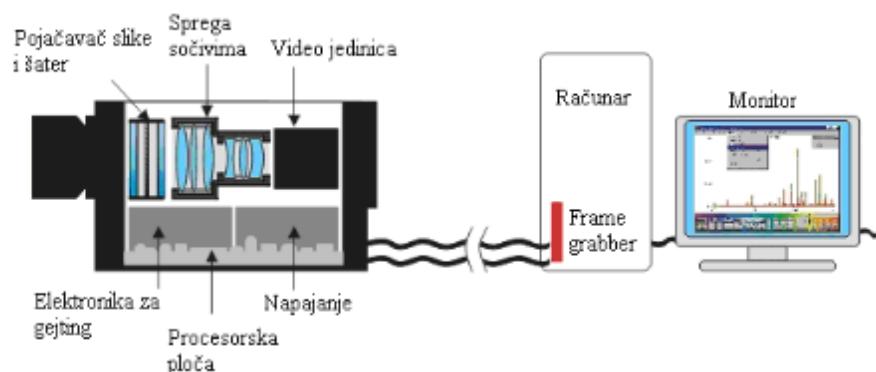
Slika 17. Šematski prikaz monohromatora tipa Černi-Tarner

Primjer monohromatora Černi-Tarnerovog tipa je monohromator McPherson 2061. U slučaju ovog monohromatora žižna duljina je 1 m, kao kolimator i element za fokusiranje se koriste konkavna ogledala. Disperzionalni element je difrakcionala rešetka dimenzija $120 \text{ mm} \times 140 \text{ mm}$ sa 1200 zareza po milimetru. Talasni opseg monohromatora sa ovakvom rešetkom je od 185 nm do 1300 nm, linearna disperzija je 0.833 nm/mm , a talasni opseg u fokalnoj ravni je 41.5 nm. Ovaj monohromator standardno ima dvije ulazne i dvije izlazne pukotine. Širina otvora ulazne pukotine se može mijenjati u opsegu od $5 \mu\text{m}$ do $4000 \mu\text{m}$, a visina u diskretnim koracima u intervalu od 2 mm do 20 mm. Na jednoj izlaznoj pukotini kao detektor je postavljen fotomultiplikator, a na drugoj ICCD kamera. U slučaju kada je kao detektor korišćen fotomultiplikator, širina izlazne pukotine je podešena da bude ista kao i ulazne pukotine kako bi se izdvojila što uža

monohromatska komponenta razloženog zračenja. Ukoliko se kao detektor koristi ICCD kamera, korišćena je samo ulazna pukotina, dok se umjesto izlazne pukotine koristi široki otvor koji je veći od ulaznog otvora kamere da bi na CCD čip kamere palo zračenje šireg intervala talasnih dužina.

2.5. ICCD kamera

U ovom dijelu rada će biti objašnjen princip rada ICCD kamere tipa 4QuikEdig proizvođača Stanford Computer Optics. ICCD (Intensified Charged-Coupled Device) kamera se u osnovi sastoji od CCD čipa i pojačavača slike (intensifier). Ispred CCD čipa je postavljen pojačavač i ima ulogu pojačanja ulaznog signala. Ovako pojačan signal se prenosi sistemom sočiva za spremanje na CCD čip. Prednost ove kamere je ta što je svjetlost koja pada na CCD čip već bitno pojačana pa se time očitavaju visoki signali čiji su intenziteti znatno veći od šuma kamere. Podešavanje kamere, kao i kontrola pojačanja, ulaznog signala vrši se preko računara sa posebnim hardverom i softverom (Slika 18.).

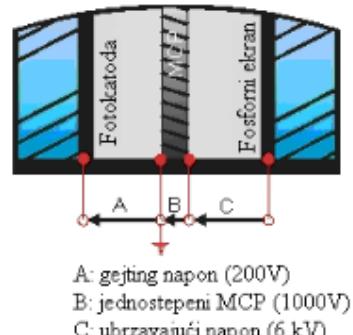


Slika 18. Šematski prikaz ICCD kamere

2.5.1. Pojačavač slike

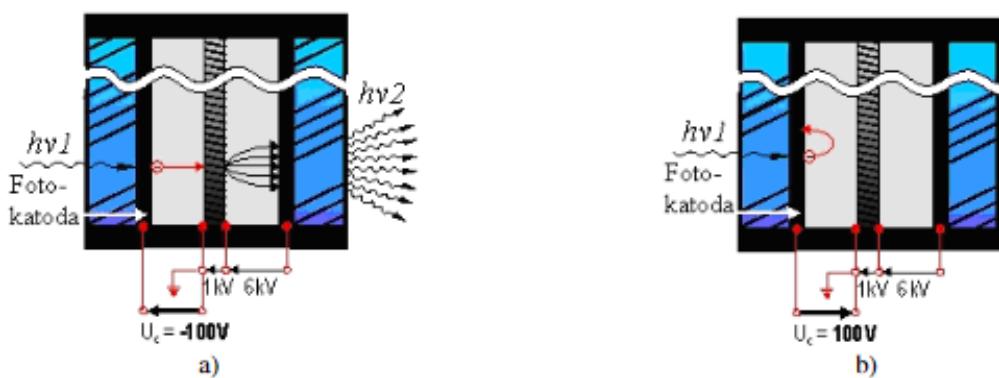
Pojačanje svjetlosnog signala u pojačavaču se zasniva na umnožavanju fotona ulaznog svjetlosnog signala. Zahvaljujući tome, kamera može da razaznaje sliku i pri veoma niskim intenzitetima upadnog svjetla što omogućava snimanje i pri veoma kratkim vremenima ekspozicije. Korišćenje kratke ekspozicije omogućava snimanje veoma brzih procesa kao i snimanje velikog broja slika u kratkom vremenskom intervalu. Vrijeme

ekspozicije može biti do nekoliko nanosekundi pa do na desetine ili hiljade sekundi. Na slici 19. su prikazani sastavni dijelovi pojačavača ICCD kamere.



Slika 19. Glavni dijelovi pojačavača slike i naponi

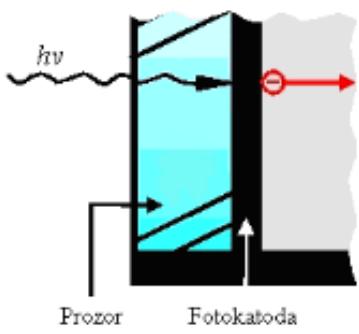
Pojačavač slike čini fotokatoda, mikrokanalska ploča (MCP) i fosforni ekran. Na slici 19. se uočavaju tri vrijednosti napona između različitih dijelova pojačavača koji su označeni sa A, B i C. Napon označen sa A je napon između fotokatode i MCP i naziva se napon gejta U_c . Ukoliko napon gejta ima negativnu vrijednost (obično -120 V), fotoelektroni izbijeni sa fotokatode se ubrzavaju ka MCP i tada kažemo da je kamera gejtvovana (gated on), šater (elektronska blenda) je otvoren i upadno svjetlo se pojačava (Slika 20.a)) Dužina vremenskog intervala kada je šater otvoren, u stvari, predstavlja vrijeme ekspozicije. Ako je napon između fotokatode i MCP pozitivan (tipično 100 V), fotoelektroni se usporavaju i ne stižu do MCP pa je šater zatvoren, odnosno kamera nije gejtvovana (gated off). U ovom slučaju se upadna svjetlost ne pojačava i ne prenosi do CCD senzora (Slika 20.b)).



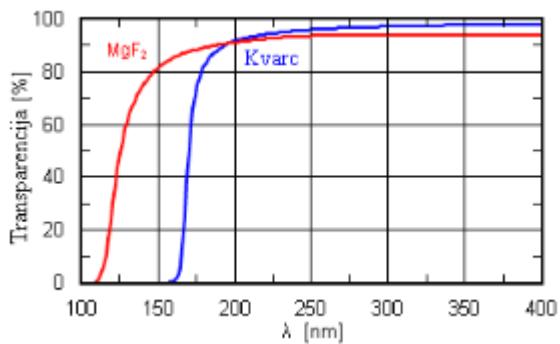
Slika 20. Princip rada pojačavača slike i šater funkcija

2.5.2. Fotokatoda

Od navedenih elemenata pojačavača, upadno svjetlo prvo pada na fotokatodu (Slika 21.). Na fotokatodi dolazi do fotoelektričnog efekta prilikom čega fotoni upadne svjetlosti stvaraju slobodne elektrone. Da bi bio što veći prinos slobodnih elektrona, potrebno je da materijal fotokatode bude takav da je, za datu talasnu dužinu, efikasni presjek za fotoefekat maksimalan. Ispred fotokatode se nalazi ulazni prozor. Potrebno je da za posmatrani spektralni interval, ulazni prozor u što većoj mjeri propušta upadno zračenje. Za zračenje iz vidljive oblasti prozor se najčešće izrađuje od kvarca, dok se za UV dio spektra uobičajeno koristi MgF_2 . Na slici 22. su prikazane karakteristike prozora od ova dva materijala. Da bi se obezbijedio maksimalan odnos signal-šum, spektralna osjetljivost fotokatode treba da bude što veća u spektralnom opsegu koji se snima jer se na taj način dobija najviše fotoelektrona po upadnom fotonu.



Slika 21. Fotokatoda

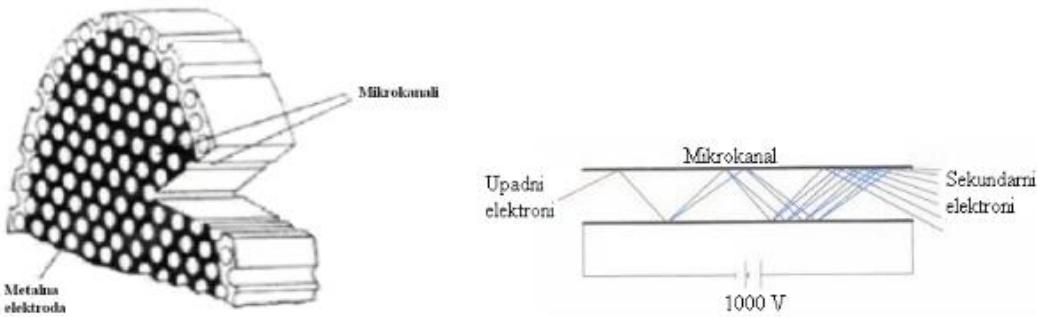


Slika 22. Transparency plot of MgF₂ and quartz windows showing transparency (%) versus wavelength (nm).

2.5.3. Mikrokanalska ploča

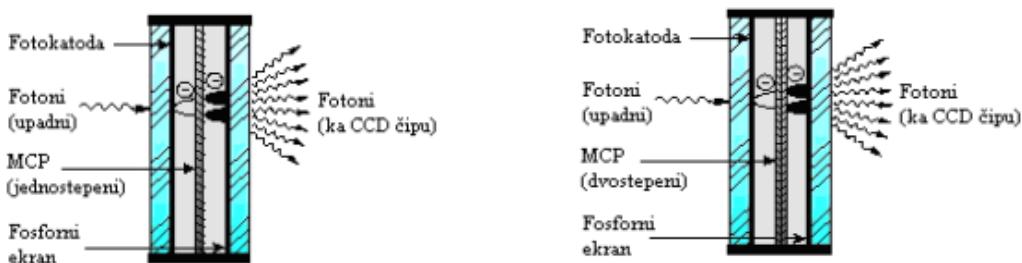
Uloga mikrokanalske ploče (MCP) je umnožavanje elektrona koji stižu sa fotokatode. MCP je ploča izrađena od materijala visoke otpornosti u kojoj se nalazi velik broj međusobno paralelnih kristalnih kapilara (mikrokanala) čiji su zidovi sa unutrašnje strane presvučeni slojem poluprovodnika. Mikrokanali su raspoređeni u vidu matrice i prolaze kroz ploču pod određenim uglom u odnosu na njenu površinu. Zbog nagiba mikrokanala, elektron koji uđe u njega udara u unutrašnju stranu zida kanala i iz njega izbija sekundarne elektrone. Pošto u svakom mikrokanalu vlada jako električno polje, elektroni se lavinski umnožavaju. Prednja i zadnja strana ploče su presvučene slojem metala i predstavljaju elektrone na koje se dovodi napon. Zahvaljujući ovakvoj

konstrukciji, mikokanali su paralelno vezani što znači da između krajeva svakog kanala vlada isti napon koji ubrzava elektrone. Rezultujuće električno polje između elektroda MCP obično iznosi 1000 V/mm. (Slika 23.)



Slika 23. Konstrukcija MCP (lijevo) i princip rada mikrokanala (desno)

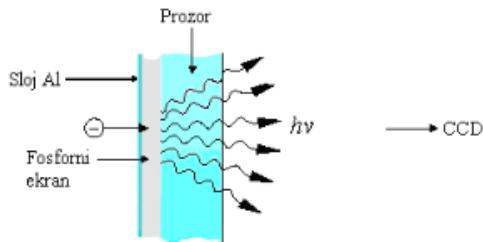
Umnožavanje elektrona u mikrokanalima ploče ima za posljedicu povećanje struje elektrona, što na izlazu MCP dovodi do povećanja vrijednosti signala za nekoliko redova veličine. MCP može biti jednostepeni (Slika 24. lijevo), dvostepeni (Slika 24. desno) ili trostupeni. Uobičajeni faktor multiplikacije elektrona za jednostupeni MCP je 1000, za dvostupeni 10^6 , a za trostupeni je ograničen na 10^8 zbog saturacije. S druge strane, što je MCP višeg stepena, dolazi do opadanja optičkog kvaliteta slike.



Slika 24. Jednostupeni i dvostupeni MCP

2.5.4. Fosforni ekran

Uloga fosfornog ekrana je da konvertuje sekundarne elektrone sa MCP u fotone (Slika 25.). Tipična vrijednost konverzionog faktora se kreće između 20 i 200 fotona po elektronu i zavisi od vrste fosfora i napona koji ubrzava elektrone. Strana fosfornog ekrana bliža MCP je presvučena slojem aluminijuma koji reflektuje fotone u smjeru CCD senzora. Na ovaj način se povećava broj fotona emitovanih ka CCD senzoru.

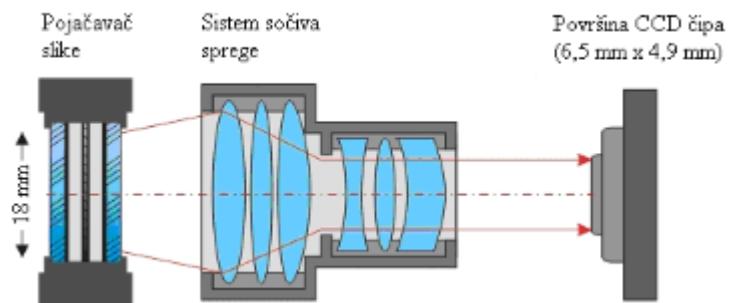


Slika 25. Fosforni ekran

2.5.5. Sistem sočiva za spregu

Svjetlo koje se emituje sa fosfornog ekrana je potrebno dovesti do CCD čipa. To se može postići sistemom sočiva (Slika 26.) ili snopom optičkih vlakana. Oba sistema imaju svoje prednosti i mane. Kod sistema sočiva ne dolazi do fragmentisanja slike, očuvava se optička rezolucija i nema distorzije slike. Međutim, pošto je sistem sočiva na nekom konačnom rastojanju od fosfornog ekrana, dio emitovanog zračenja neće doći do sočiva, a samim tim neće pasti na CCD čip. Taj je problem eliminiran kod snopa optičkih vlakana, ali mana ovog sistema je što je slika fragmentisana, rezolucija je smanjena, a javlja se i značajna distorzija.

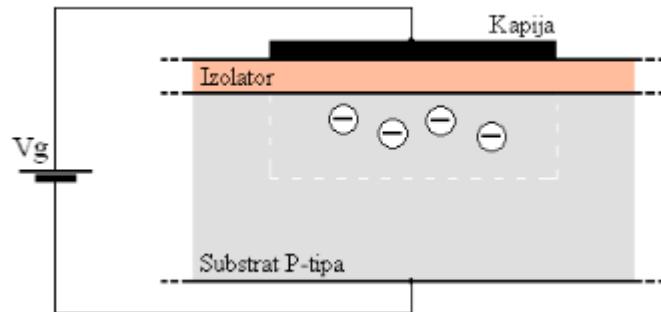
Moderno CCD čip je opremljen mikrosočivima za svaki pojedinačni piksel. Ovo sprečava gubitke u vidu svjetla koje bi padalo na neaktivni međuprostor između piksela CCD čipa.



Slika 26. Sistem sočiva za spregu

2.5.6. CCD čip

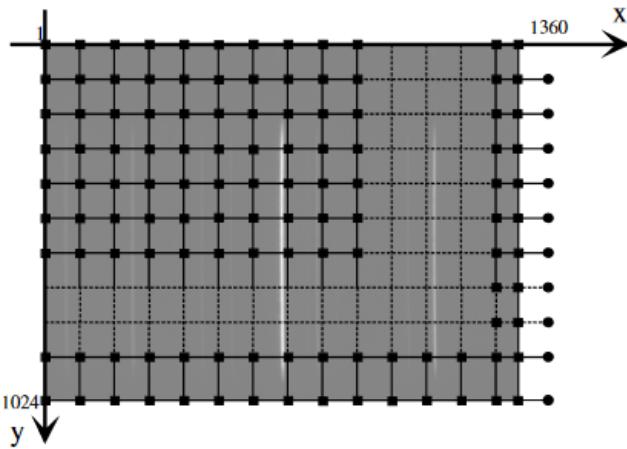
CCD čip se sastoji od više nizova, a svaki niz je sastavljen od više piksela sa zajedničkim substratom. Presjek piksela je prikazan na slici 27.



Slika 27. Prikaz jednog piksela

Svaki piksel je MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) kondenzator, odnosno sastoji se od tankog sloja izolatora SiO_2 nanesenog na substrat P-tipa i elektrode (kapije) koja naliježe na SiO_2 . U odsustvu svjetlosti postoji mala i konstantna količina termalnih slobodnih elektrona i šupljina koji se pod dejstvom napona V_g kreću ka ili od kapije. Kada na piksel padne foton energije veće od širine zabranjene zone, dolazi do raskidanja kovalentnih veza u poluprovodniku i povećava se broj slobodnih nosilaca nanelektrisanja. Elektroni se grupišu u oblasti ispod kapije, neposredno ispod sloja izolatora. Za dati substrat i konstantan napon V_g njihova koncentracija, a time i ukupna količina nanelektrisanja u toj oblasti, je srazmjerna intenzitetu svjetlosti koja pada na piksel.

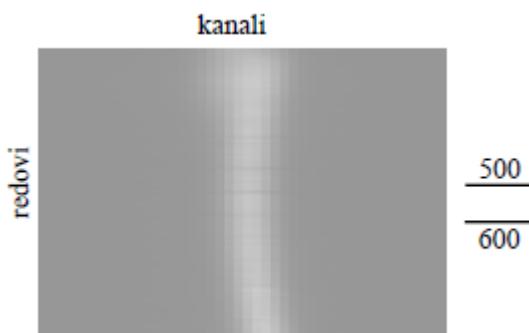
Stvorena količina nanelektrisanja u pojedinačnim pikselima se prikuplja u procesu u kojem se periodičnim signalom količina nanelektrisanja u diskretnim koracima premješta sukcesivno, od piksela do piksela datog niza, ka izlaznom priključku niza. Očitavanjem signala na izlazu niza u funkciji vremena se rekonstruiše raspodjela generisanog nanelektrisanja u pikselima niza u trenutku prije očitavanja. Drugim riječima, dobijamo električni signal čija vremenska raspodjela odgovara prostornoj raspodjeli intenziteta svjetlosti koja je padala na taj niz. Ako se u obzir uzmu svi nizovi koji čine čip, dobija se raspodjela intenziteta upadne svjetlosti po površini CCD čipa, dakle slika izvora. Izgled čipa je šematski prikazan na slici 28.



Slika 28. Šematski prikaz rasporeda piksela na čipu sa pridruženim koordinatnim sistemom. Pikseli su predstavljeni kvadratima. Svijetle linije predstavljaju linije jednog spektra.

CCD čip se može predstaviti kao matrica piksela osjetljivih na svjetlost. U slučaju kamere 4QuikEdig CCD čip ima 1360 piksela po horizontali i 1024 po vertikali. Pikseli po horizontali odgovaraju različitim talasnim dužinama zračenja, a pikseli po vertikali odgovaraju različitim mjestima po visini ulazne pukotine. Prilikom očitavanja intenziteta linije na određenoj talasnoj dužini, sabiraju se količine nanelektrisanja iz svih odabranih piksela koji leže na toj vertikali. Ta sumarna količina nanelektrisanja čini neki električni signal čija je visina srazmjerna intenzitetu zračenja na tom položaju, odnosno talasnoj dužini. Ukoliko se iščitavanje izvrši po svim horizontalnim pikselima, dobija se cjelokupni dio spektra koji pada na CCD čip.

Treba napomenuti da je fotografija spektralne linije blago zakriviljena (Slika 29.) i to predstavlja karakteristiku spektralnog uređaja. Ukoliko se prilikom snimanja profila intenziteti očitavaju iz užeg intervala redova (npr. od 500. do 600. reda), tada je zakriviljenost spektralne linije u popunosti zanemarljiva. (Gavanski [16])



Slika 29. Primjer fotografije spektralne linije

Kao rezultat snimanja dobija se raspodjela intenziteta po poziciji piksela. Međutim, ono što je potrebno za identifikaciju spektralnih linija i određivanje njihovih poluširina je raspodjela intenziteta po talasnim dužinama. Prema tome, neophodno je horizontalnim koordinatama piksela pridružiti odgovarajuće vrijednosti talasnih dužina, odnosno neophodno je izvršiti kalibraciju po talasnim dužinama i to posebno za svaki položaj difrakcione rešetke. Jednačina za kalibraciju sistema po talasnim dužinama glasi (Bles [17]):

$$\lambda = (x - 680.5) \cdot (0.011901 - 3.107 \cdot 10^{-7} \lambda_R - 2.909 \cdot 10^{-9} \lambda_R^2) + \lambda_R + \Delta \quad (32)$$

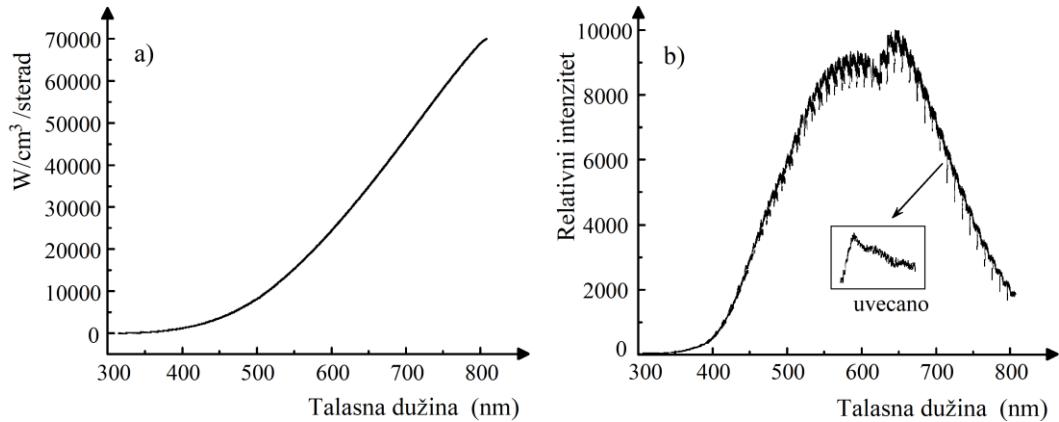
gdje je x talasna dužina očitana sa spektra u pikselima, λ_R položaj difrakcione rešetke, a Δ je korekcija pomjeraja spektra u odnosu na očitani položaj difrakcione rešetke. Ova kalibracija se može koristiti u širokom spektralnom intervalu, od 300 nm do 720 nm, u velikoj mjeri koriguje pomjeranje spektra i precizno pretvara interval u pikselima na CCD čipu u interval talasnih dužina.

2.6. Spektralna osjetljivost sistema

Osjetljivost se može definisati kao veličina odziva sistema na zračenje određenog intenziteta pri određenoj talasnoj dužini. Snimljena spektralna raspodjela intenziteta ne mora odgovarati realnim intenzitetima emitovanog spektra jer je odziv sistema različit na različitim talasnim dužinama. Naime, iako je zračenje velikog intenziteta, ukoliko je osjetljivost mala, onda će biti detektovan mali intenzitet na datoј talasnoj dužini. Da bi se izvršila korekcija snimljenog spektra na osjetljivost sistema, potrebno je odrediti krivu spektralne osjetljivosti. U tu svrhu se koristi standardna lampa sa volframskom trakom čija je spektralna karakteristika poznata (Slika 30.a)).

Spektar lampe je sniman u intervalu od 300 nm do 800 nm sa korakom od 5 nm. Širina spektralnog intervala jednog snimka kamere (1360 piksela) iznosi 13 nm, pa navedenim izborom koraka snimanja je omogućeno preklapanje susjednih oblasti. Za snimanje spektralne osjetljivosti je bilo neophodno koristiti postupak sastavljanja dijelova spektra standardne lampe u jedan spektar. Postupak snimanja susjednih snimaka će biti opisan u Glavi 3. Svi snimci se koriguju na zračenje iz okoline, tj. na zračenje koje ne potiče od standardne lampe. Intenziteti se očitavaju od 500. do 600. reda CCD čipa.

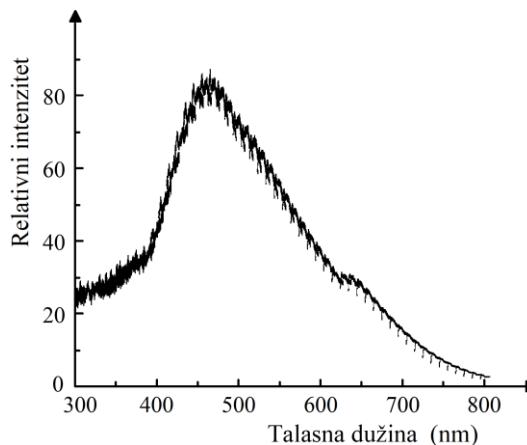
Snimljeni spektar standardne lampe je prikazan na slici 30.b). Pojedinačni dijelovi krive spektralne osjetljivosti imaju izražen pad na dijelu čipa od 1. do 400. kanala (uvećani dio na slici 30.b)). Oblast od 1. do 400. kanala se ne koristi prilikom snimanja spektralnih linija jer se u toj oblasti dobijaju najveće poluširine linija i snimljeni instrumentalni profili sve više odstupaju od Gausovog profila (Gavanski [16]).



Slika 30. a) Emisioni spektar standardne lampe b) Spektar standardne lampe snimljen mernim sistemom

Dijeljenjem intenziteta zračenja emitovanog iz standardne lampe snimljenog mernim sistemom i poznate spektralne osjetljivosti standardne lampe na pojedinačnim talasnim dužinama, dobija se kriva spektralne osjetljivosti sistema (Slika 31.). Korekcija spektra na osjetljivost sistema se dobija dijeljenjem snimljenog intenziteta sa vrijednošću krive spektralne osjetljivosti sistema na istoj talasnoj dužini.

U slučaju uskih spektralnih intervala ili uskih linija nije potrebno vršiti korekciju jer je promjena krive spektralne osjetljivosti u posmatranom intervalu zanemarljiva. Međutim, ukoliko je potrebno uporediti intenzitete uskih spektralnih linija koje se nalaze u različitim dijelovima spektra, potrebno je izvršiti korekciju na spektralnu osjetljivost kako bi se dobio realan odnos intenziteta posmatranih linija.



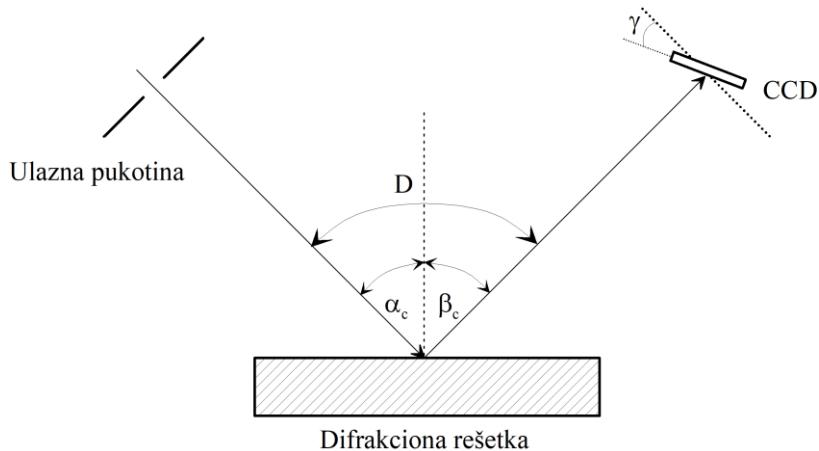
Slika 31. Kriva spektralne osjetljivosti

3. Postupak sastavljanja širokih spektara i spektralnih linija

Cilj ovog rada je predstavljanje i primjena postupka sastavljanja jednog širokog spektra od više kraćih delova. Ukoliko je širina ispitivanog spektralnog intervala veća od širine CCD čipa, spektar se može rekonstruirati iz dva ili više spektralna intervala koji odgovaraju širini čipa (tj. od 400. do 1360. kanala), tzv. parcijalna spektra.

Spektrometar sa ICCD kamerom detektuje zračenje u intervalu talasnih dužina koji odgovara dužini CCD čipa. Detektovani interval talasnih dužina se određuje pomoću orientacije difrakcione rešetke, koja podešava talasnu dužinu zračenja koje pada na centralni kanal CCD čipa.

Na slici 32. je prikazana geometrija spektrometra sa ICCD kamerom.



Slika 32. Geometrija spektrometra sa ICCD kamerom

Tri ugla prikazana na slici 32. i položaj rešetke određuju talasnu dužinu fotona koji pada na centralni kanal CCD čipa. Ugao D se definiše kao ugao između upadnog zraka na rešetku i zraka koji pada na centralni dio CCD čipa. Uglovi α_c i β_c se odnose na zrak koji pada na centralni kanal CCD čipa i definisani su u odnosu na normalu na rešetku koja prolazi kroz centar rešetke. Rešetka može da rotira oko ose koja je normalna na ravan crteža i prolazi kroz centar rešetke. Tri pomenuta ugla su povezana relacijom $D = \beta_c - \alpha_c$. γ je ugao između ravni čipa i ravni normalne na pravu koja spaja centar rešetke i centralni kanal CCD čipa.

Ukoliko se posmatra prvi red difrakcije, veza između talasne dužine difraktovanog zračenja λ i uglova α_c i β_c je data jednačinom rešetke (Wang i dr. [18]):

$$\lambda = \frac{\sin \alpha_c + \sin \beta_c}{n} \cdot 10^6 \quad (33)$$

gdje je n [zarez/mm] gustina zareza rešetke, a 10^6 je konverzionalni faktor da bi se dobila talasna dužina u nm.

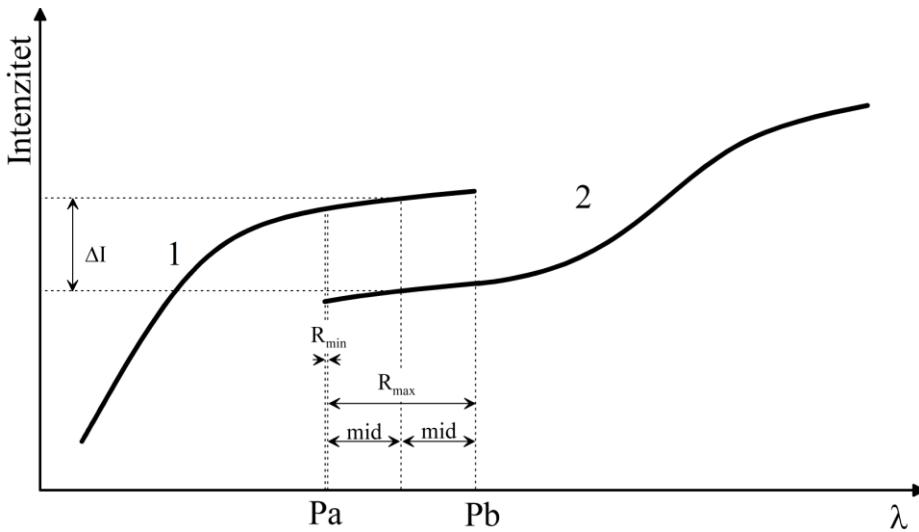
Kako kod spektrometara sa ICCD kamerom nema izlazne pukotine, uobičajeno je da se ICCD postavi tako da centralnom kanalu CCD čipa odgovara talasna dužina zračenja kao da sistem ima i izlaznu pukotinu. Od ovakve postavke ICCD kamere se često odstupa jer je poznato da krajevi CCD čipa detektuju smanjen intenzitet zračenja uslijed mnogo efekata. Prema tome, ako se intenziteti zračenja date talasne dužine snime na različitim dijelovima CCD čipa, ti intenziteti su snimljeni pod različitim uglovima i zbog toga nisu jednaki. Talasna dužina λ_i zračenja koje pada na i -ti kanal CCD čipa je (Wang i dr. [18]):

$$\lambda_i = \frac{\sin \alpha_c + \sin \beta_{\lambda i}}{n} \cdot 10^6 \quad (34)$$

Pošto je CCD čip konačnih dimenzija, interval izmjerениh talasnih dužina oko fiksne centralne talasne dužine je ograničen. Da bi se snimio spektar u širokom intervalu talasnih dužina, neophodno je snimiti više parcijalnih spektara od kojih je svaki vezan za različitu centralnu talasnu dužinu. Onda je potrebno izvršiti postupak spajanja više parcijalnih spektara u jedan široki spektar.

Centralne talasne dužine parcijalnih spektara se biraju tako da se susjedni parcijalni spektri djelimično preklapaju, kao što je rečeno, s obzirom na karakteristike optičkog sistema i ICCD kamere koji su korišćeni u ovom radu, prvih 400 kanala svakog spektra se odbacuje. Preostali dijelovi spektara se i dalje moraju preklapati.

Prije početka sastavljanja parcijalnih spektara, prvo je potrebno eksperimentalno dobiti raspodjelu intenziteta zračenja po pikselima (kanalima CCD čipa) preračunati u raspodjelu intenziteta po talasnim dužinama, što se vrši po formuli (32) (Bles [17]). Ilustracija primjera dva parcijalna spektra koje treba sastaviti je data na slici 33.



Slika 33. Sastavljanje dva parcijalna spektra

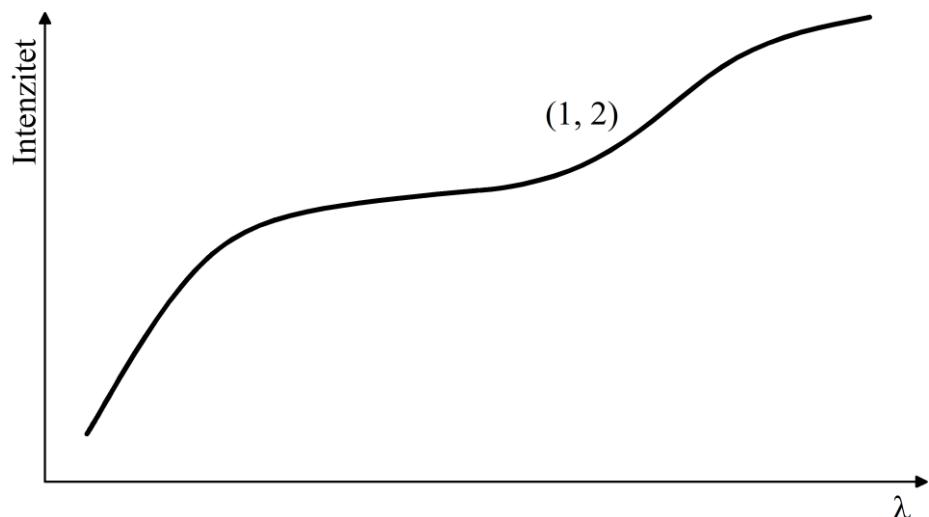
Očigledna je razlika intenziteta parcijalnih spektara 1 i 2 u intervalu talasnih dužina u kojem se preklapaju. Razlog tome jeste što zračenje neke određene talasne dužine, pri snimanju spektra 1, pada na jedan kraj CCD čipa, pod nekim određenim uglom, a pri snimanju spektra 2, to isto zračenje pada na suprotni kraj CCD čipa i to pod nekim drugačijim uglom, što utiče na detektovani intenzitet. Iz tog razloga se pri sastavljanju spektara, u ovom radu, intenzitet spektra sa dugotalasne strane uvek dovodi na nivo intenziteta njemu susjednog spektra sa kratkotalasne strane.

Sastavljanje parcijalnih spektara se vrši na osnovu intervala preklapanja dva susjedna parcijalna spektra. Pri spajanju spektara 1 i 2 prvo je potrebno naći prvu tačku spektra 2 (tj. tačku najkraće talasne dužine), P_a . Zatim se traži razlika talasnih dužina tačke P_a i svake tačke spektra 1 unutar intervala preklapanja ova dva spektra. Rastojanje između tačke P_a i njoj najbliže tačke u spektru 1 je R_{min} , a rastojanje tačke P_a od krajnje tačke spektra 1, P_b , je R_{max} . Tada je moguće naći vrijednost intervala mid kao srednju vrijednost ove dvije razlike, odnosno:

$$mid = \frac{|R_{max}| - |R_{min}|}{2} \quad (35)$$

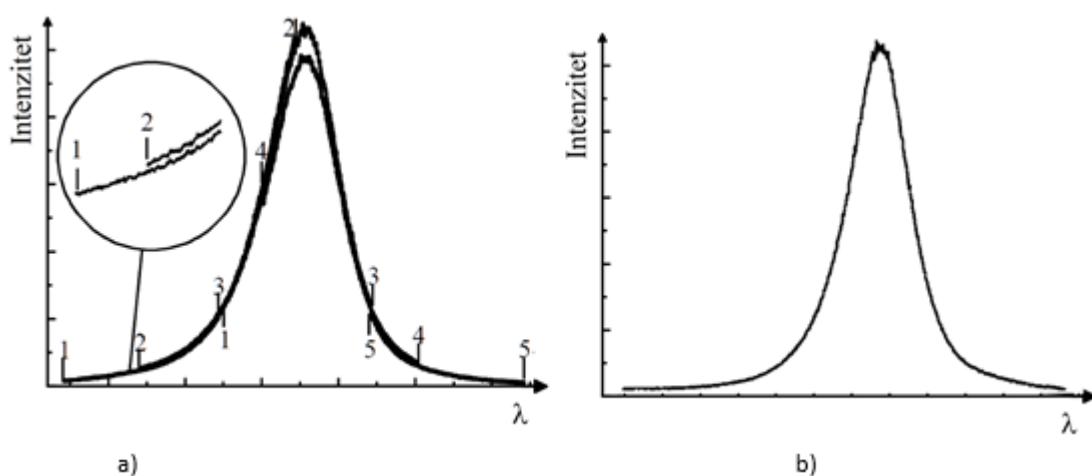
Preklapajući intervali spektra 1 i spektra 2 se fituju polinomom, a na osnovu fita se očitavaju vrijednosti intenziteta ova dva spektra na položaju koji odgovara sredini intervala preklapanja. Za spektor 1 je to položaj $P_b - mid$, a za spektor 2 je to mid . Nakon toga se računa razlika intenziteta ova dva spektra na sredini intervala preklapanja, ΔI . Potom se cjelokupan spektor 2 pomjera za interval ΔI i time izjednačava po

intenzitetu sa spektrom 1 u središnjoj tački preklapanja. Kao rezultat se dobija sastavljen spektar (1,2) (Slika 34.).



Slika 34. Sastavljen spektar (1, 2)

Ukoliko ima više parcijalnih spektara koje je potrebno sastaviti (Slika 35. a)), opisani postupak sastavljanja se ponavlja, pri čemu se spektru sastavljenom iz prva dva parcijalna spektra dodaje treći parcijalni spektar, a po izvršenom postupku sastavljanja se dobijenom spektru dodaje sljedeći, četvrti, parcijalni spektar, sve dok se od svih snimljenih parcijalnih spektara ne sastavi cjelokupan spektar ili spektralna linija (Slika 35. b)). Treba napomenuti da se opisanim postupkom sastavljanja, uslijed sistematskog podizanja ili spuštanja parcijalnih spektara narušava nagib kontinuma, što se može korigovati posebnim postupkom u vidu dodatnog računarskog programa.



Slika 35. Primjer sastavljanja više parcijalnih spektara

Nakon postupka sastavljanja, dobijeni spektar je potrebno korigovati na spektralnu osjetljivost sistema. Ovo je djelimično opisano u poglavlju 2.6., ali je postupak korekcije na spektralnu osjetljivost, koji se ovdje sprovodi nakon sastavljanja parcijalnih spektara, detaljnije opisan u Glavi 4.

Na osnovu navedenog postupka za sastavljanje parcijalnih spektara je u Laboratoriji za fizičku elektroniku Prirodno-matematičkog fakulteta napisan računarski program koji radi na opisanom principu. U ovom radu je taj program primijenjen za sastavljanje dijelova spektra.

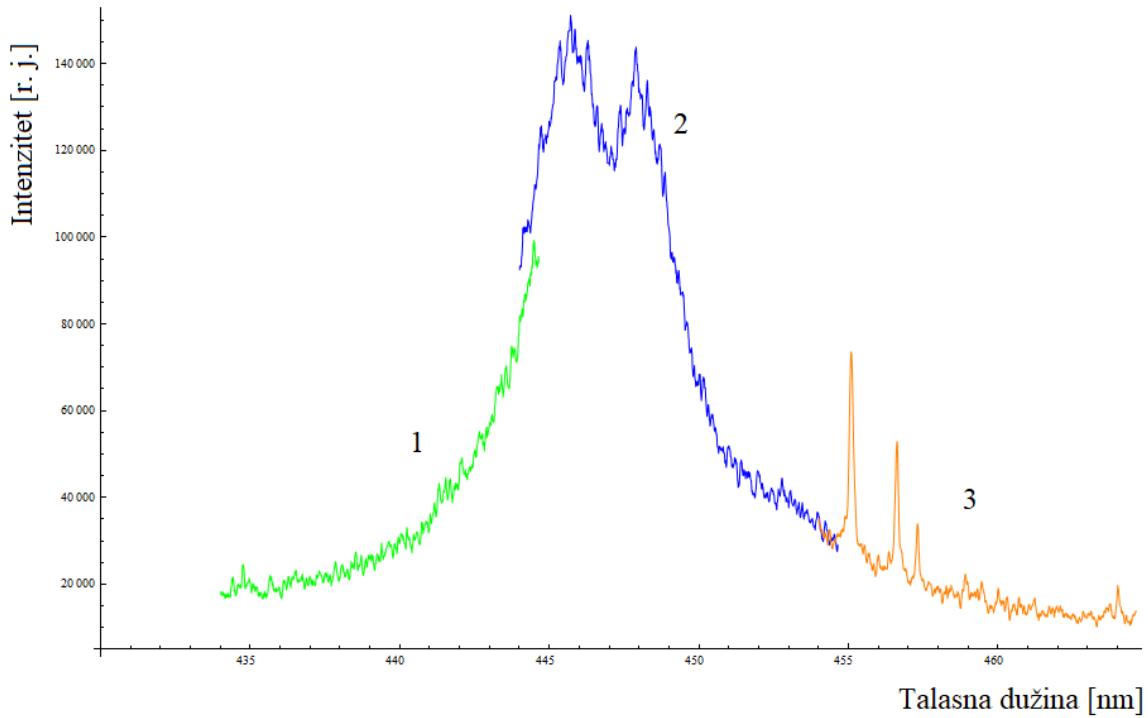
4. Snimanje širokih spektara i spektralnih linija i primjena postupka sastavljanja

4.1. Sastavljanje širokog spektra plazme prozivedene u T-cijevi

Prilikom izrade ovog rada kao jedan od izvora plazme korišćena je T-cijev. Kao radni gas korišćen je čist helijum, napon pražnjenja je 20 kV, a pritisak 500 Pa. Pri navedenim uslovima snimljena su dva spektra: jedan koji sadrži spektralnu liniju He I 447.1 nm i drugi koji sadrži spektralnu liniju He I 492.2 nm. Pod datim uslovima, navedene helijumove linije su široke. U oba spektra se primjećuju linije silicijuma. Silicijum u plazmu dospijeva pod dejstvom udarnog talasa, koji ga izbija iz stakla (SiO_2) T-cijevi. Oba spektra su široka i sastavljena iz više dijelova. Postupkom opisanim u Glavi 3 i upotrebom računarskog programa napisanog u Laboratoriji za fizičku elektroniku Prirodno-matematičkog fakulteta vrši se sastavljanje parcijalnih spektara u jednu cjelinu.

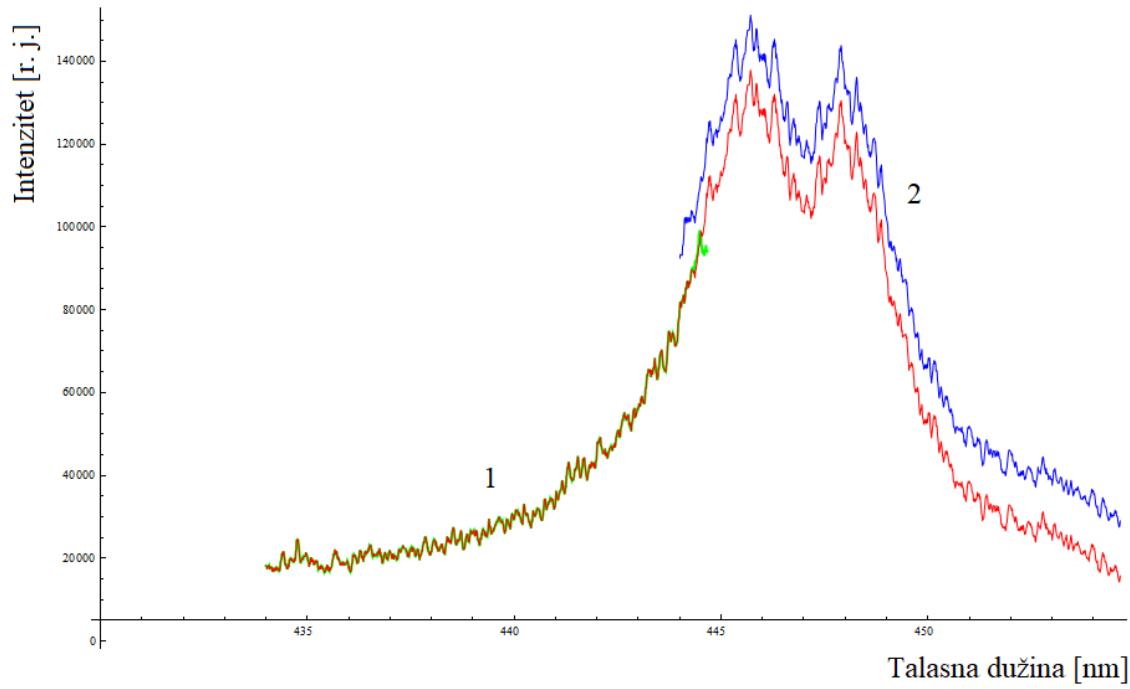
4.1.1. Sastavljanje spektra plazme koji sadrži spektralnu liniju He I 447.1 nm

Spektralna linija He I 447.1 nm emitovana iz T-cijevi pod uslovima kakvi su u ovom eksperimentu po svojoj širini prevaziđa spektralni interval koji obuhvata CCD čip kamere za dati optički sistem. Spektralni interval ove linije je snimljen iz 3 parcijalna spektra koji su prikazani na slici 36. Ovi parcijalni spektri su zatim, postupkom opisanim u Glavi 3, sastavljeni u jedan široki spektar.

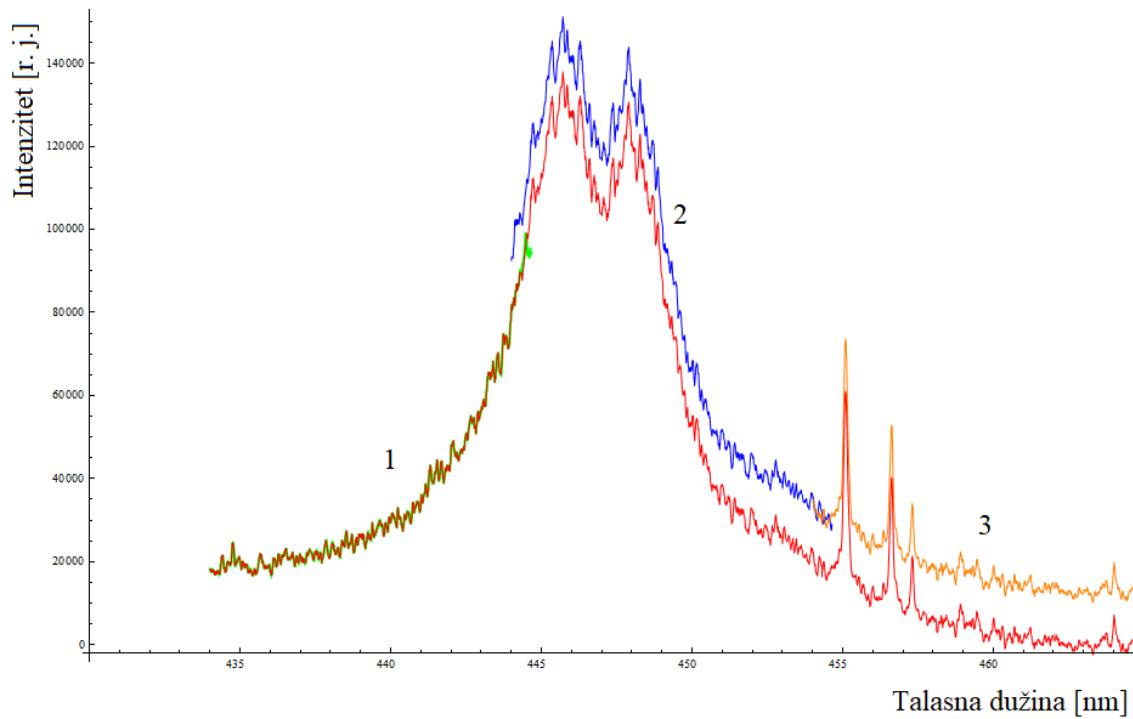


Slika 36. Tri parcijalna spektra iz kojih je snimljen spektar plazme koji sadrži liniju He I 447.1 nm. Prvi parcijalni spektar je prikazan zelenom, drugi plavom, a treći narandžastom linijom.

Kao što je opisano u postupku sastavljanja spektara datom u radu Wang i dr. [18], sastavljaju se prva dva dijela spektra (Slika 37.), a zatim se na tako sastavljeni spektar dodaje i treći parcijalni spektar (Slika 38.).

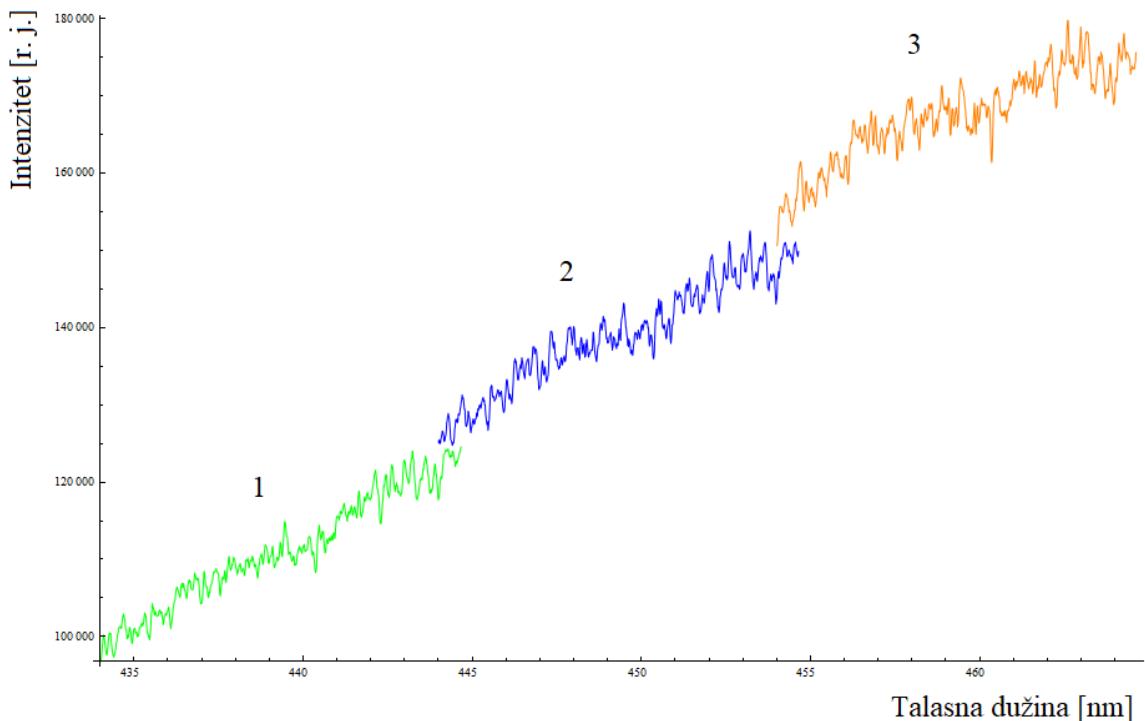


Slika 37. Sastavljanje prvog i drugog parcijalnog spektra.
Rezultat spajanja je prikazan crvenom linijom



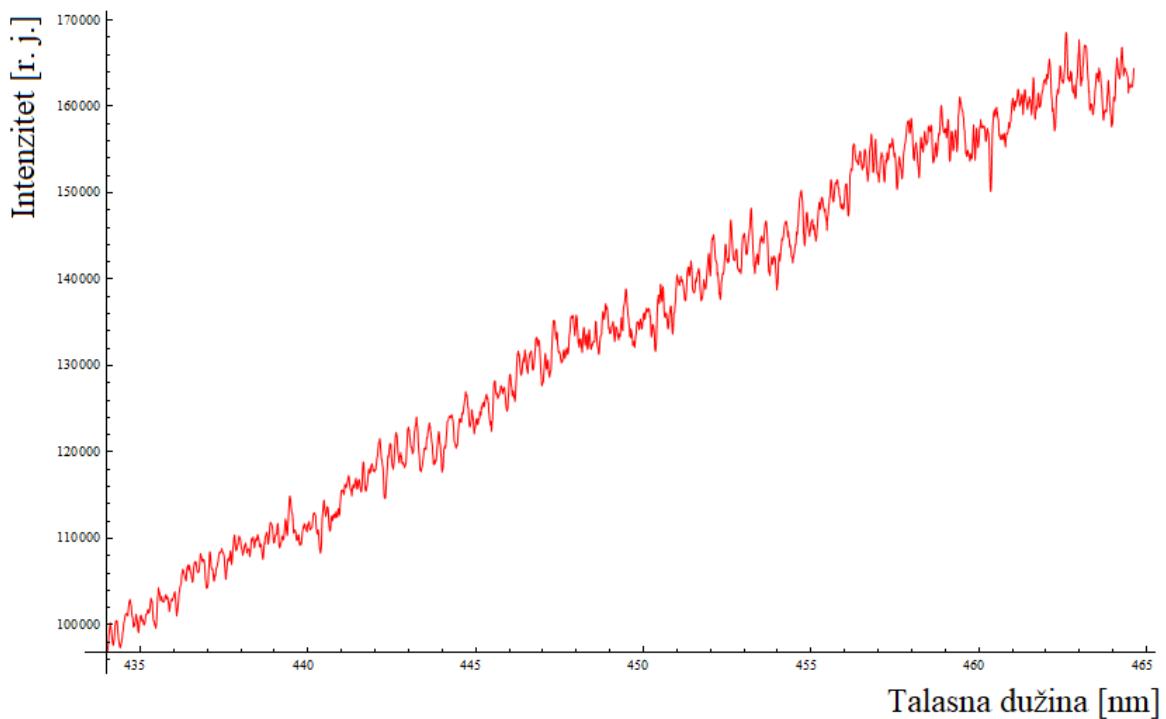
Slika 38. Sastavljanje trećeg dijela sa prethodno spojenim prvim i drugim dijelom spektra plazme.
Rezultat spajanja je prikazan crvenom linijom.

S obzirom da sastavljeni spektar zauzima širok spektralni interval, spektralna osjetljivost sistema može biti različita u različitim dijelovima posmatranog intervala. Zato se ne smije izostaviti korekcija sastavljenog spektra na spektralnu osjetljivost sistema. U tu svrhu je spektar kalibracione lampe takođe snimljen iz tri dijela, na istim talasnim dužinama kao i parcijalni spektri plazme. Ovi dijelovi su zatim sastavljeni u jedan spektar, čija širina odgovara širini sastavljenog spektra plazme (Slika 39.).



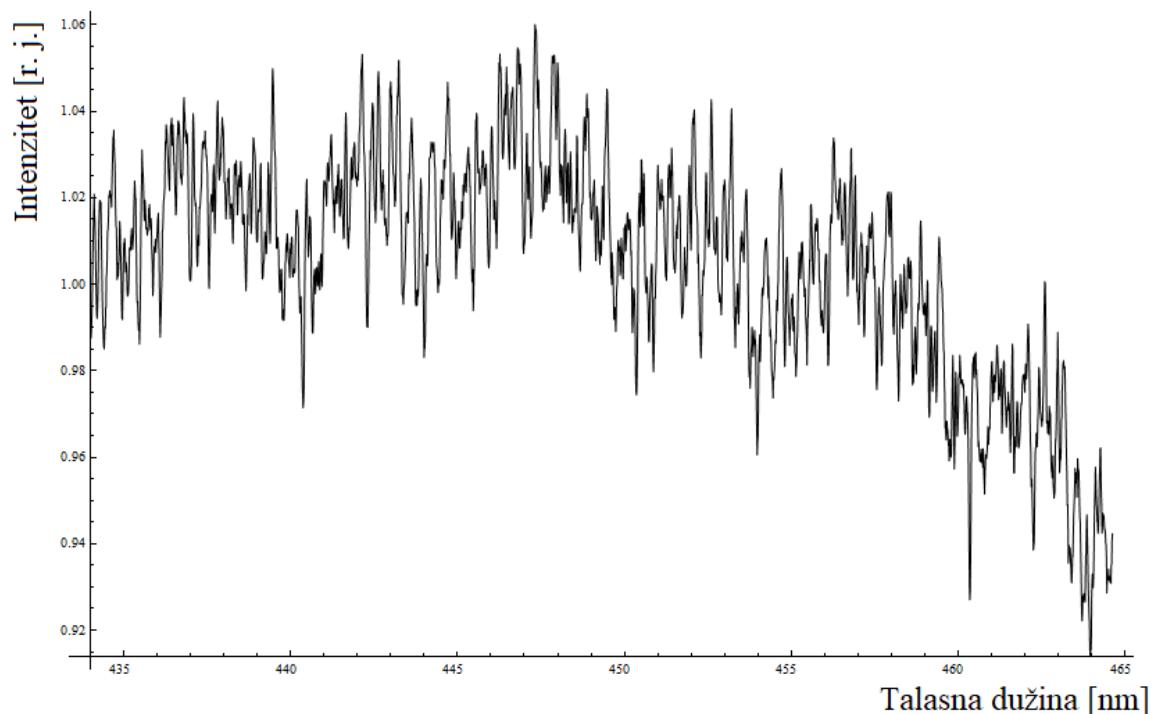
Slika 39. Spektar kalibracione lampe sastavljen iz tri dijela

Analogno spajjanju spektra plazme i kod kalibracione lampe je sastavljen prvi i drugi dio, a zatim je na tako nastali spektar dodat i treći dio. Dobijeni, sastavljeni, spektar lampe je prikazan na slici 40.



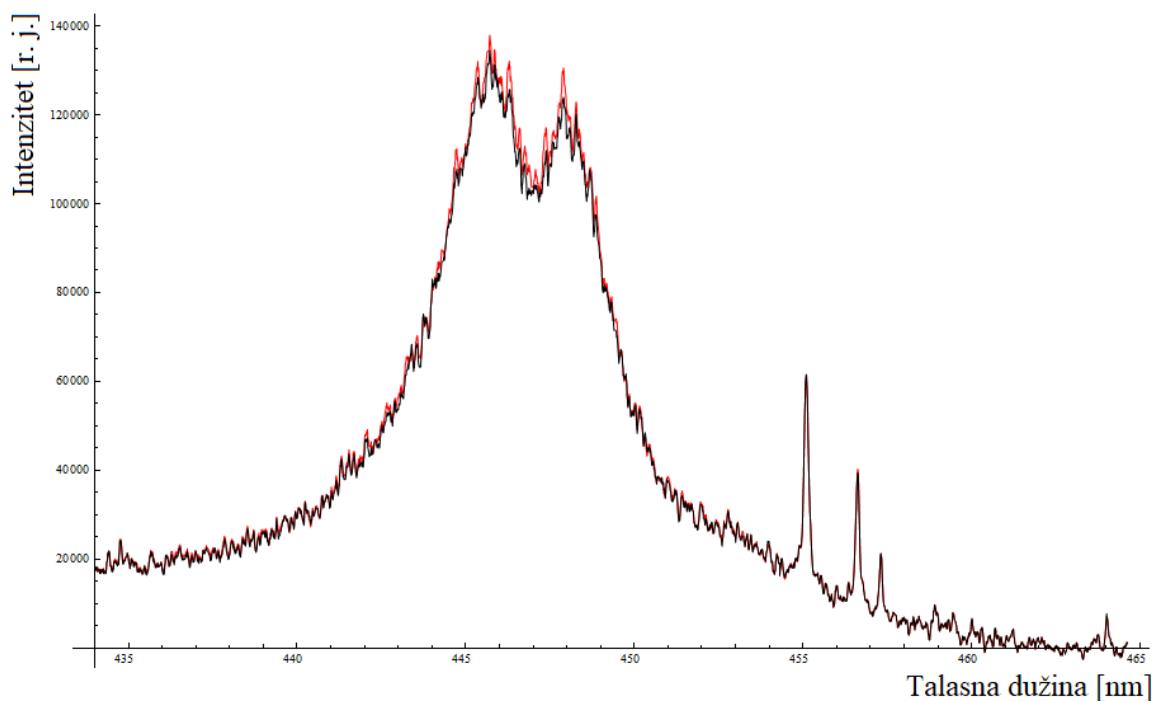
Slika 40. Sastavljeni spektar kalibracione lampe

Na osnovu sastavljenog snimljenog spektra standardne lampe i poznate spektralne karakteristike te lampe, kao što je rečeno u poglavljju 2.6., dobija se osjetljivost sistema u datom spektralnom intervalu (Slika 41.)



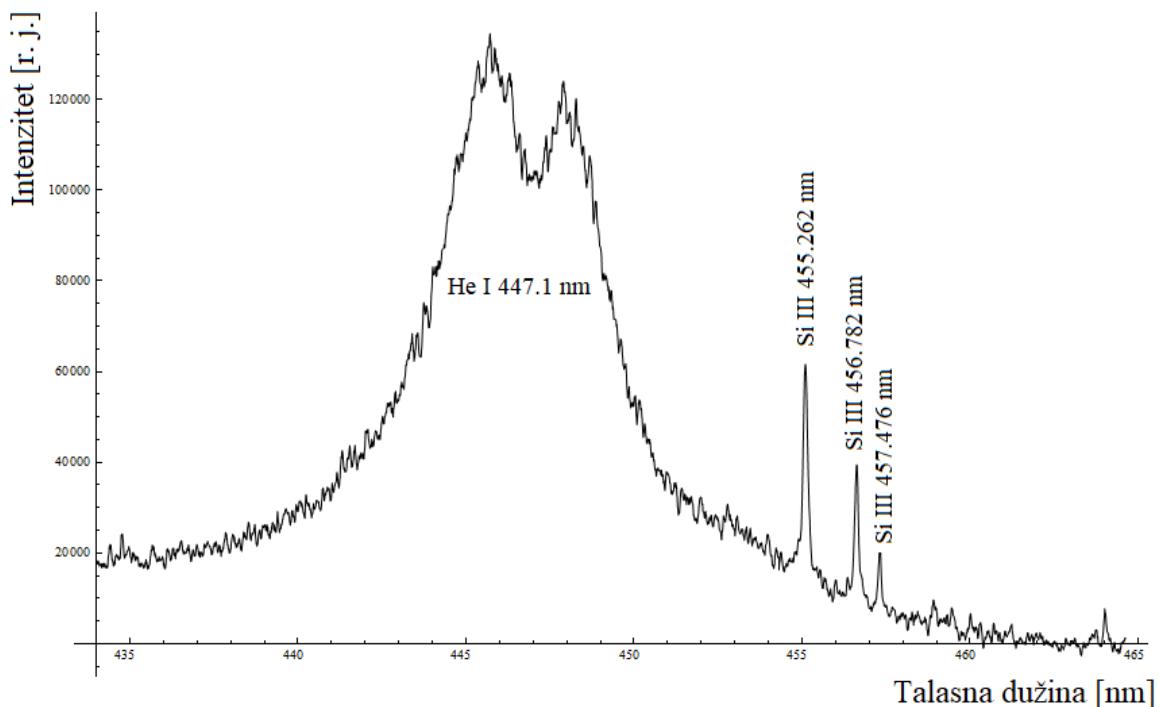
Slika 41. Osjetljivost sistema u spektralnom intervalu koji zauzima sastavljeni spektar plazme.

Sastavljen spektar plazme korigovan na spektralnu osjetljivost sistema je prikazan na slici 42.



Slika 42. Sastavljen spektar plazme prije korekcije na spektralnu osjetljivost sistema je prikazan crvenom linijom, a poslije korekcije crnom linijom.

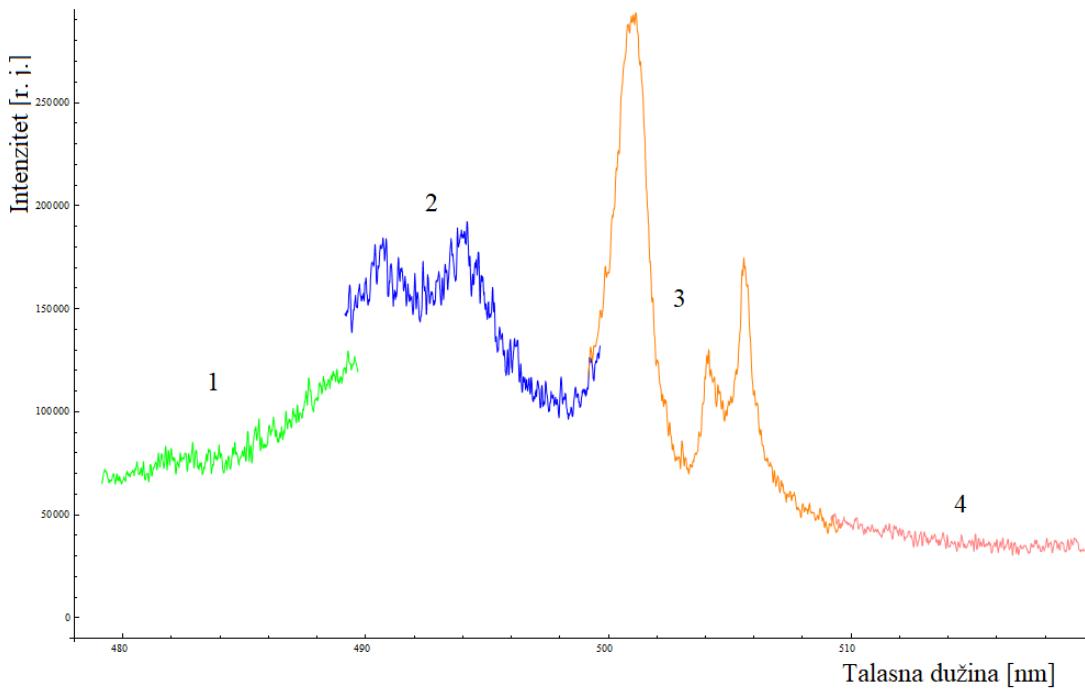
Identifikacijom spektralnih linija na sastavljenom i korigovanom spektru je ustanovljeno da se, pored široke linije He I 447.1 nm, u spektru nalaze i tri linije Si III (Slika 43.). Prisustvo linija Si III u ovom spektru se objašnjava izbijanjem silicijuma iz staklenog zida T-cijevi pod dejstvom udarnog talasa.



Slika 43. Korigovan sastavljen spektralni spektar plazme sa identifikovanim spektralnim linijama

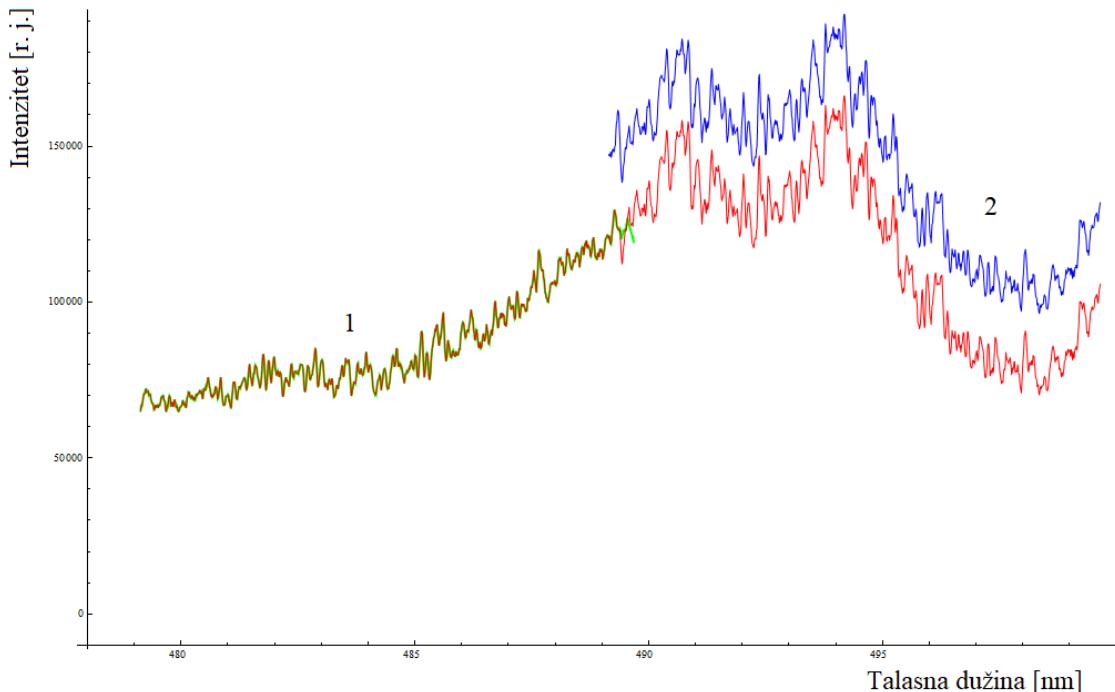
4.1.2. Sastavljanje spektra plazme koji sadrži spektralnu liniju He I 492.2 nm

Sastavljanje spektra plazme u ovom dijelu eksperimenta je izvršeno analogno sastavljanju spektra u dijelu 4.1.1., sa razlikom što je u slučaju linije He I 492.2 nm konačni spektralni spektar sastavljen iz četiri dijela (Slika 44.). Kao i linija He I 447.1 nm, linija He I 492.2 nm je vrlo široka i zauzima širi spektralni interval od intervala koji obuhvata CCD čip kamere u korišćenom optičkom sistemu.

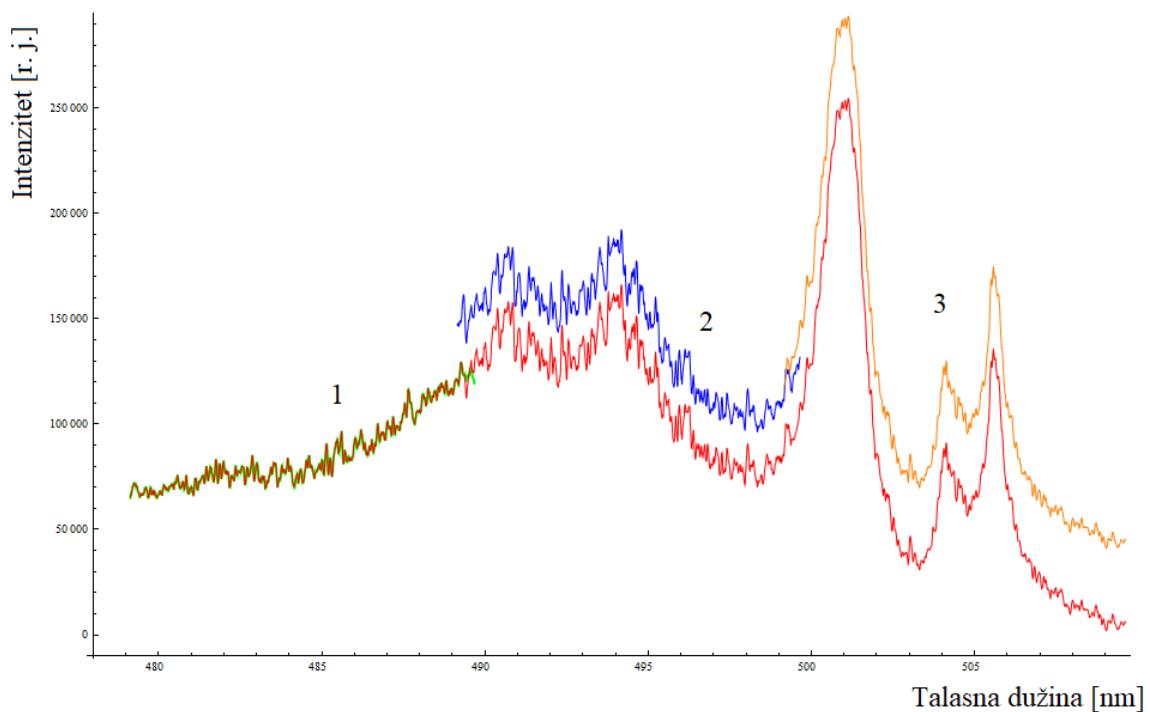


Slika 44. Spektar plazme koji sadrži spektralnu liniju He I 492.2 nm je snimljen iz četiri dijela. Prvi parcijalni spektar je prikazan zelenom, drugi plavom, treći narandžastom, a četvrti ružičastom linijom.

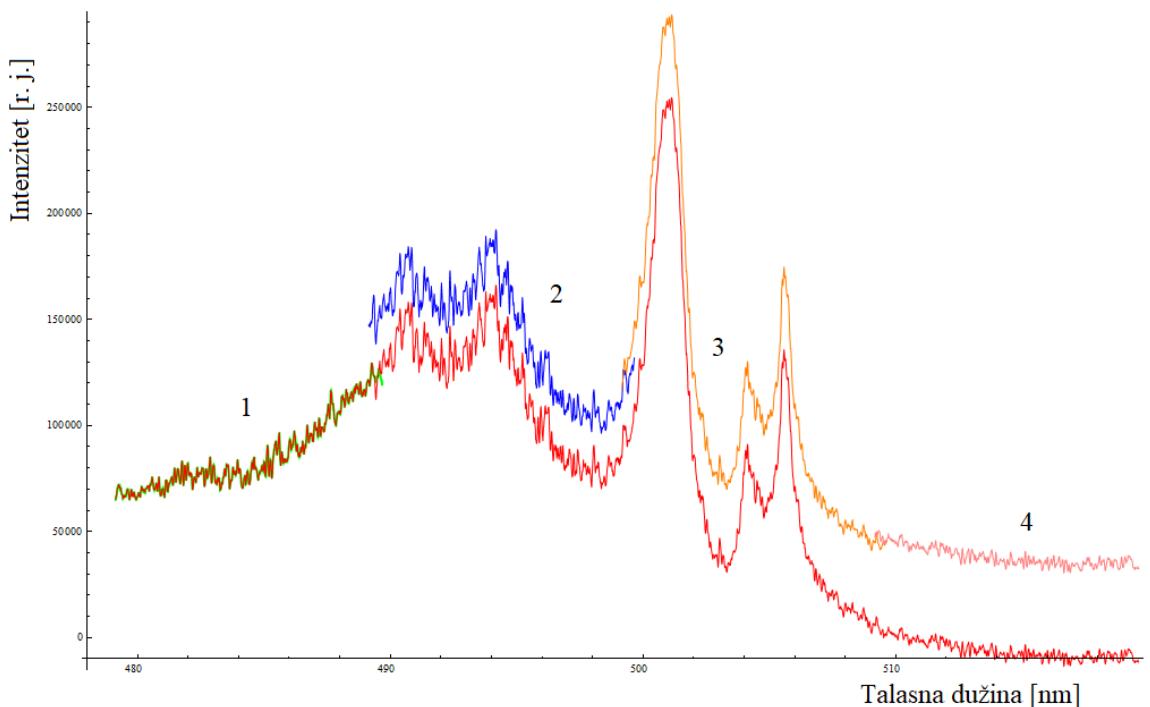
Prvo je izvršeno sastavljanje prvog i drugog dijela spektra (Slika 45.), zatim je tako dobijen spektar sastavljen sa trećim dijelom (Slika 46.), a spektar nastao tim spajanjem je zatim sastavljen sa četvrtim dijelom (Slika 47.).



Slika 45. Prvi i drugi dio spektra. Sastavljeni spektar je prikazan crvenom linijom.

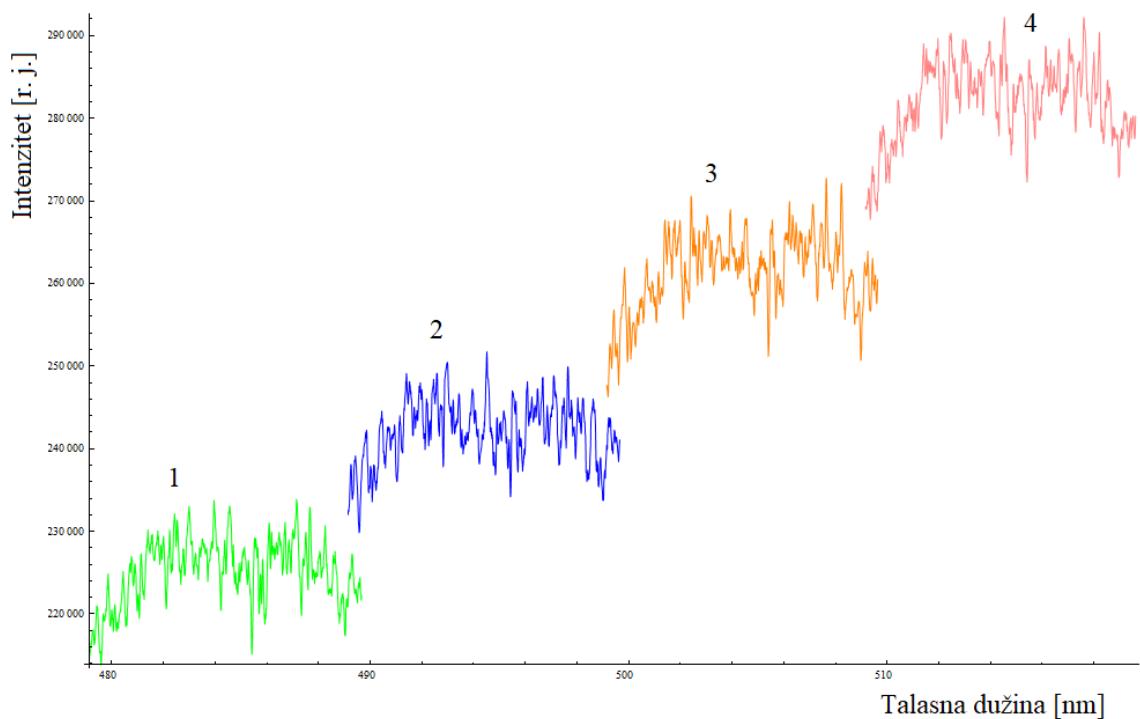


Slika 46. Na sastavljen prvi i drugi dio dodati treći parcijalni spektar.
Sastavljeni spektar je prikazan crvenom linijom.



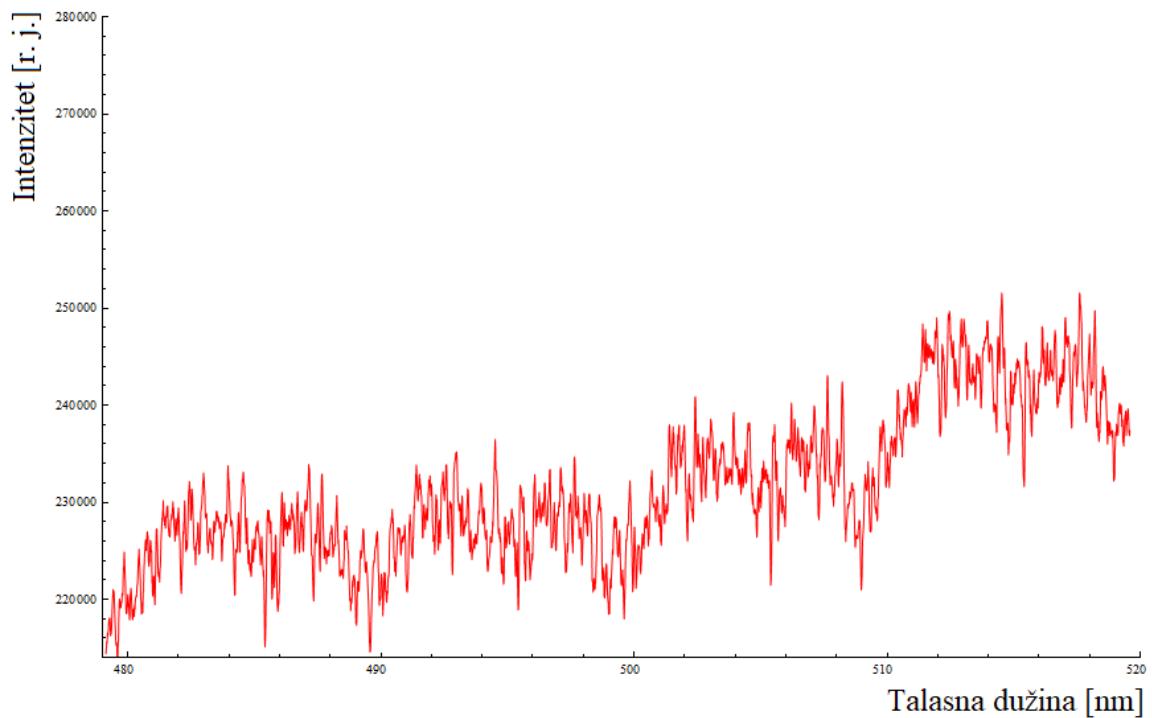
Slika 47. Na sastavljena prva tri dijela dodat četvrti dio.
Sastavljeni spektar je prikazan crvenom linijom.

Kao i u slučaju spektra u okolini linije He I 447.1 nm, i u ovom slučaju je snimljen spektar kalibracione lampe, ali u ovom slučaju iz četiri dijela (Slika 48.).

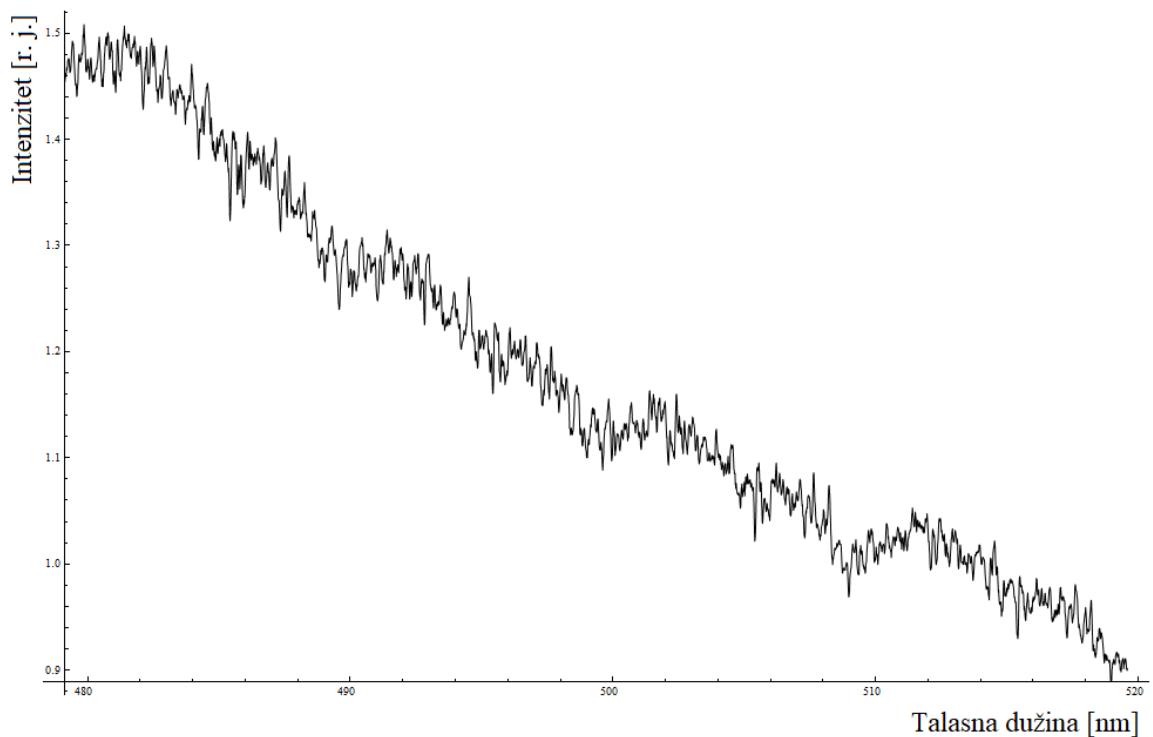


Slika 48. Spektar kalibracione lampe snimljen iz četiri dijela.

Analognim postupkom je spajan prvi i drugi dio, zatim tome dodat treći dio, pa na to dodat četvrti. Tako sastavljen spektar standardne lampe (Slika 49.) i njena poznata spektralna karakteristika omogućavaju izračunavanje krive spektralne osjetljivosti sistema u oblasti koju zauzima sastavljeni spektar plazme (Slika 50.)

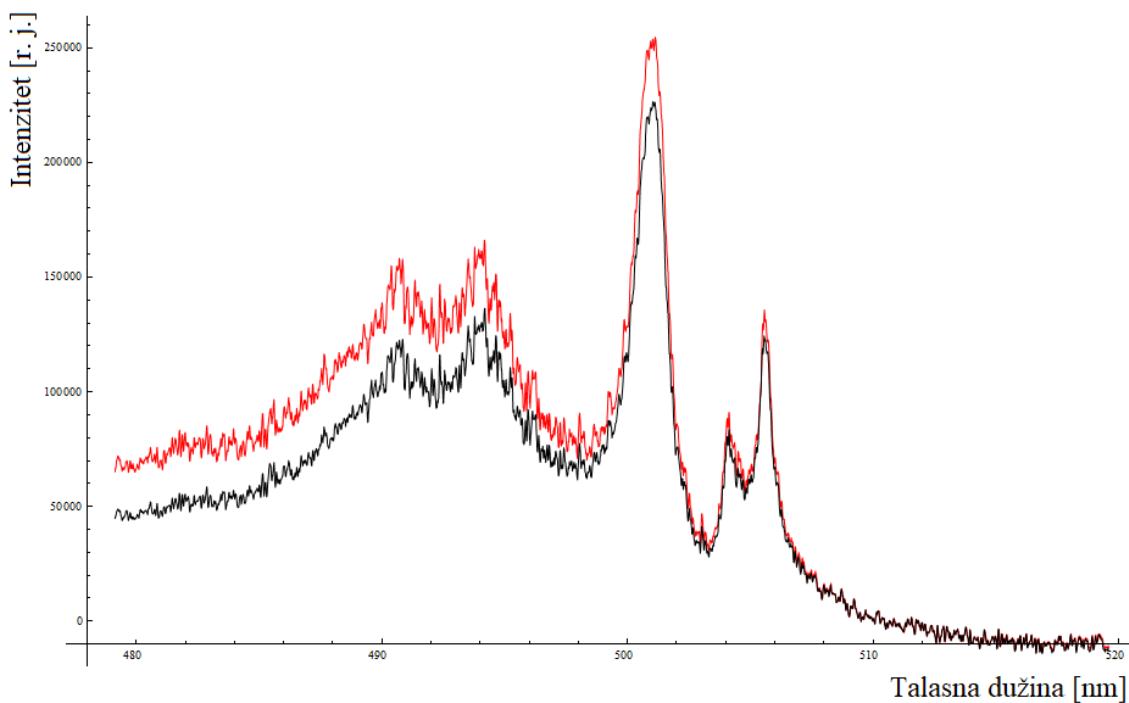


Slika 49. Sastavljeni spektar kalibracione lampe.

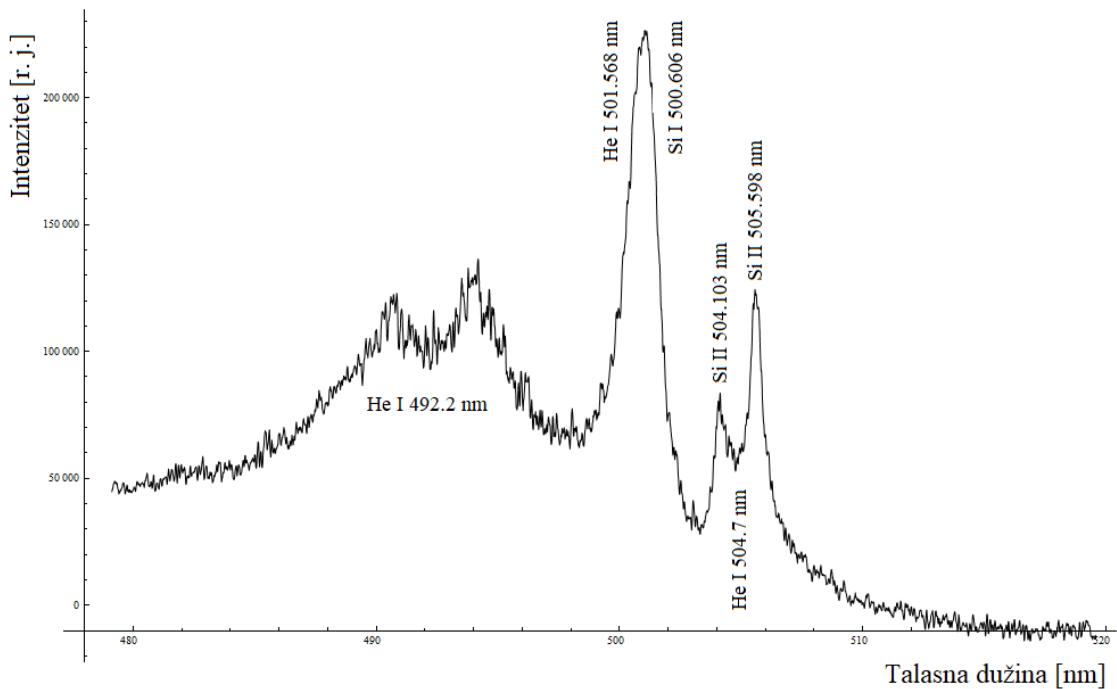


Slika 50. Spektralna osjetljivost sistema u spektralnom intervalu koji zauzima sastavljeni snimljeni spektar plazme.

Sastavljeni spektar plazme se koriguje na spektralnu osjetljivost sistema, a razlika u odnosu na nekorigovani sastavljeni spektar je prikazana na slici 51. Na slici 52. je prikazan sastavljen spektar plazme sa označenim identifikovanim spektralnim linijama.



Slika 51. Sastavljen spektar plazme prije korekcije na spektralnu osjetljivost sistema je prikazan crvenom linijom, a poslije korekcije crnom linijom



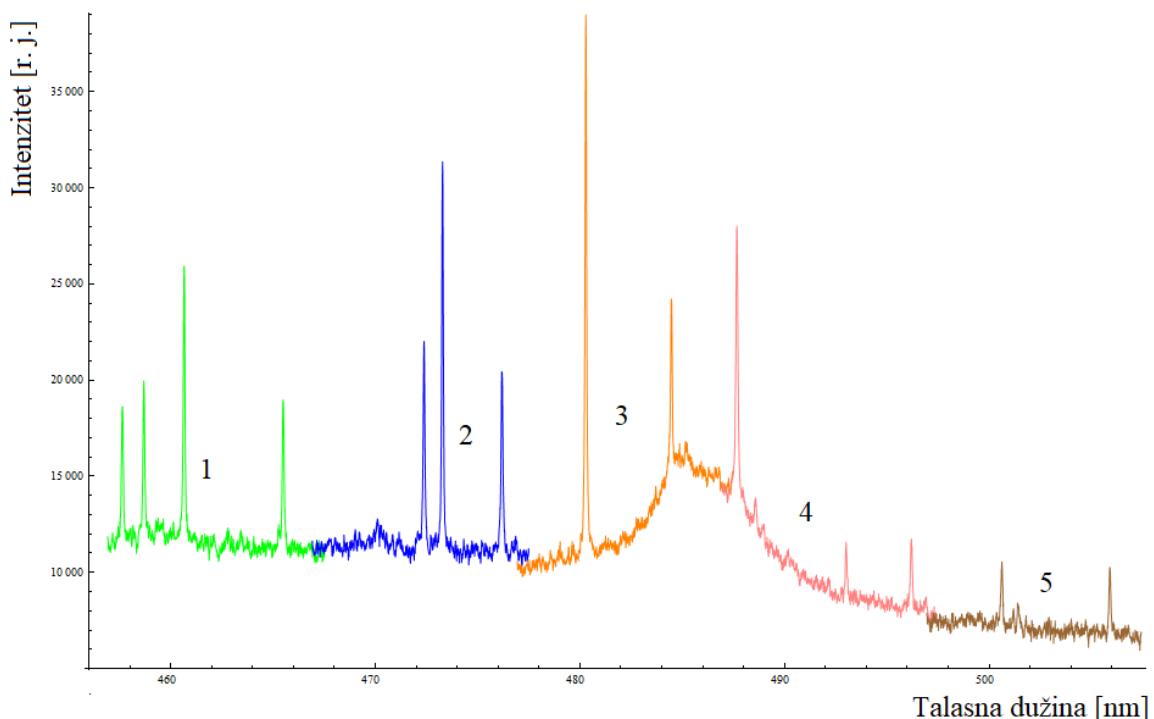
Slika 52. Korigovani sastavljeni spektar plazme sa identifikovanim spektralnim linijama

Kao i u prethodnom slučaju i ovdje su pristune linije Si III koje emituje Si izbijen iz stakla zida T-cijevi.

4.2. Sastavljanje širokog spektra plazme prozivedene u impulsnom luku

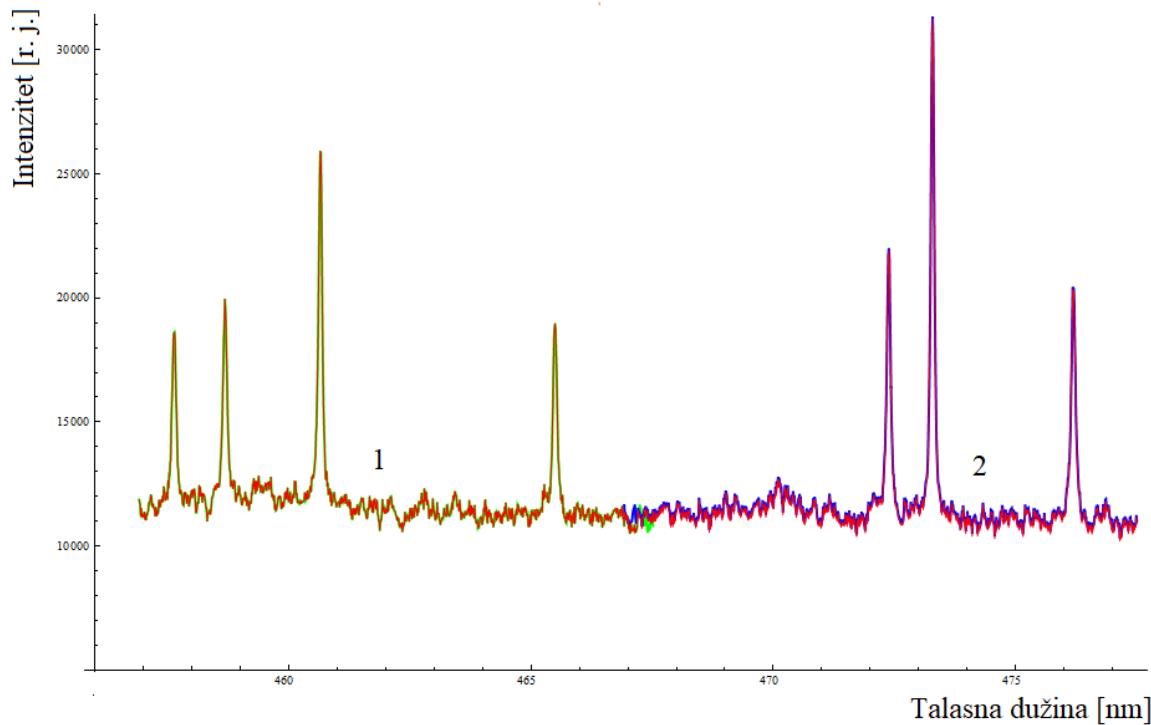
U ovom dijelu eksperimenta je sniman spektar plazme iz impulsnog luka. Kao noseći gas je korišćen argon, a u centralni dio luka je ubaćena smješa vodonika i argona. Jačina strujnog impulsa kroz luk je podešena na 270 A.

Spektar iz impulsnog luka je snimljen iz pet dijelova koji su prikazani na slici 53.

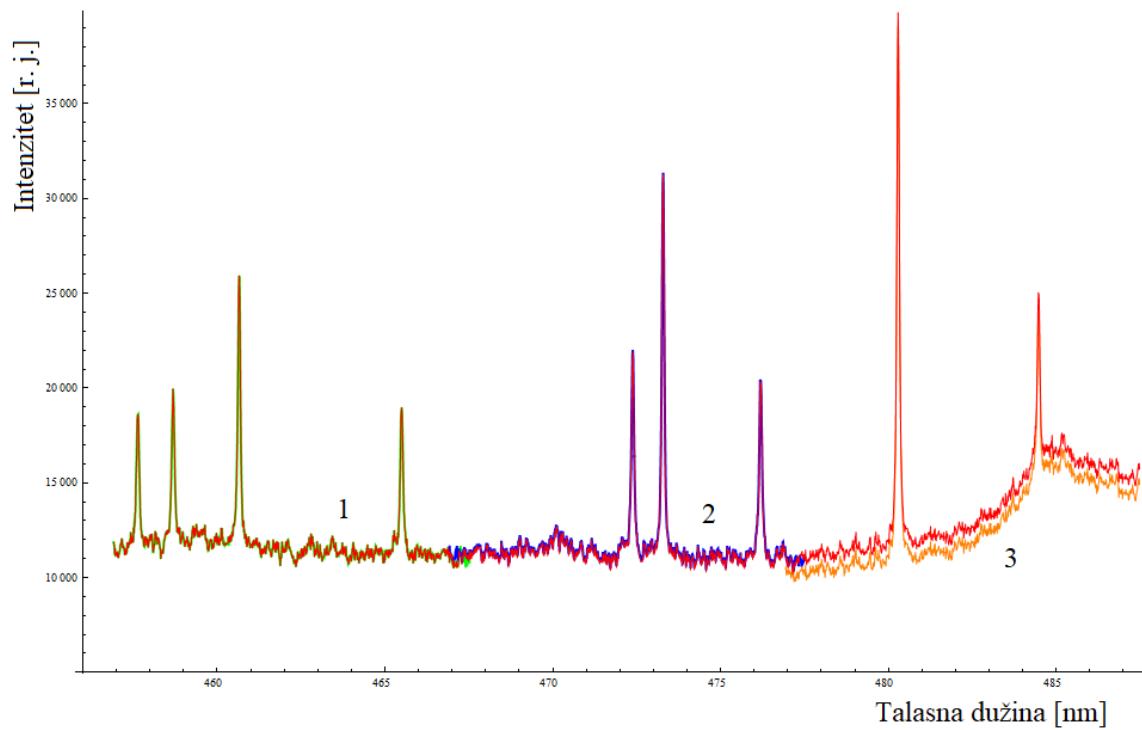


Slika 53. Parcijalni spektri emitovani iz plazme impulsnog luka. Prvi parcijalni spektar je prikazan zelenom, drugi plavom, treći narandžastom, četvrti ružičastom, a peti braon linijom.

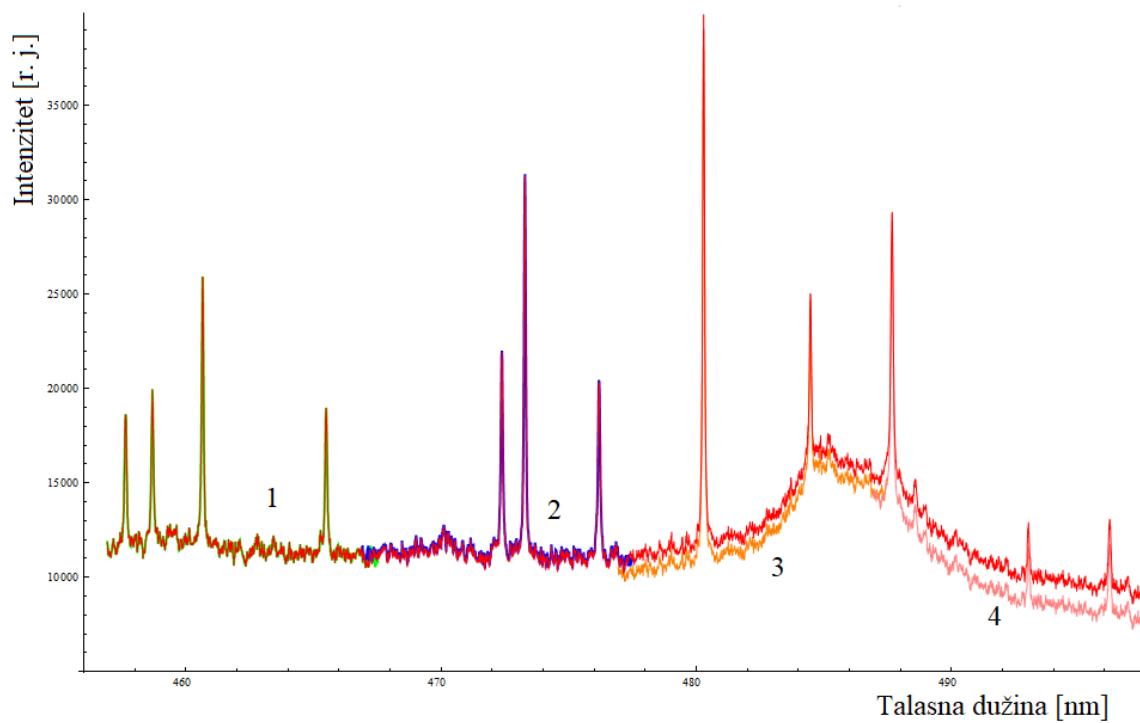
Računarskim programom ovi dijelovi su sukcesivno sastavljeni, kao i u prethodnim slučajevima, a spektar koji se dobija kao rezultat sastavljanja je prikazan crvenom linijom.



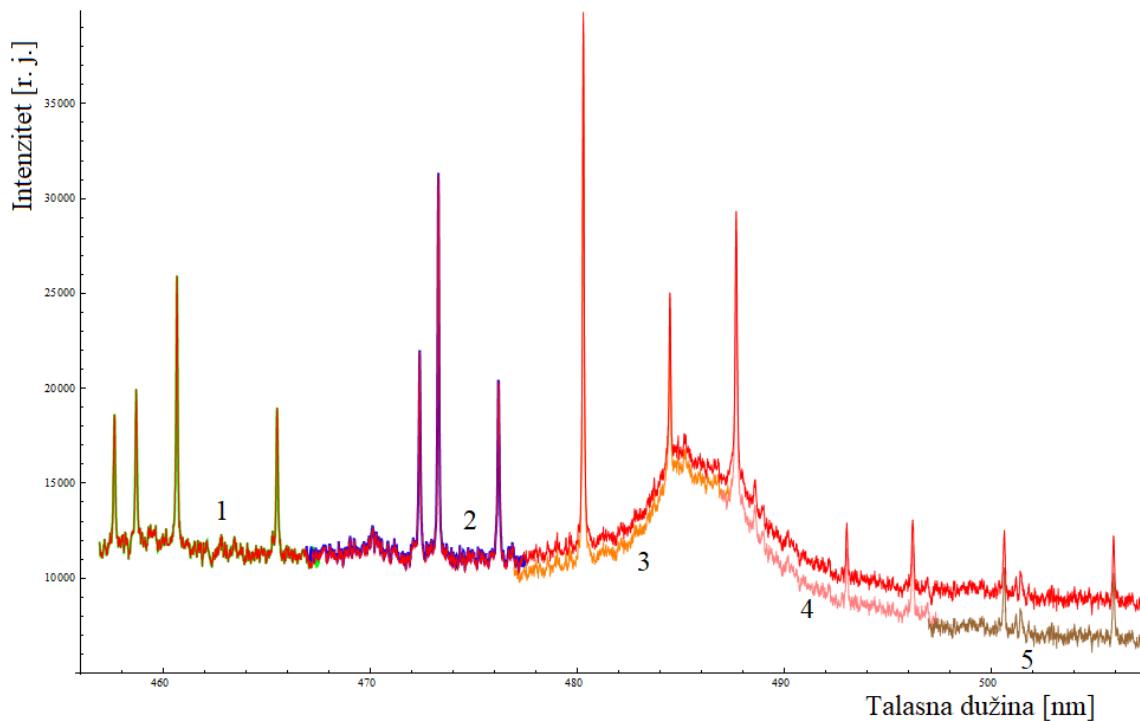
Slika 54. Sastavljanje prvog i drugog dijela spektra iz impulsnog luka



Slika 55. Sastavljanje trećeg dijela sa spektrom sa slike 54.

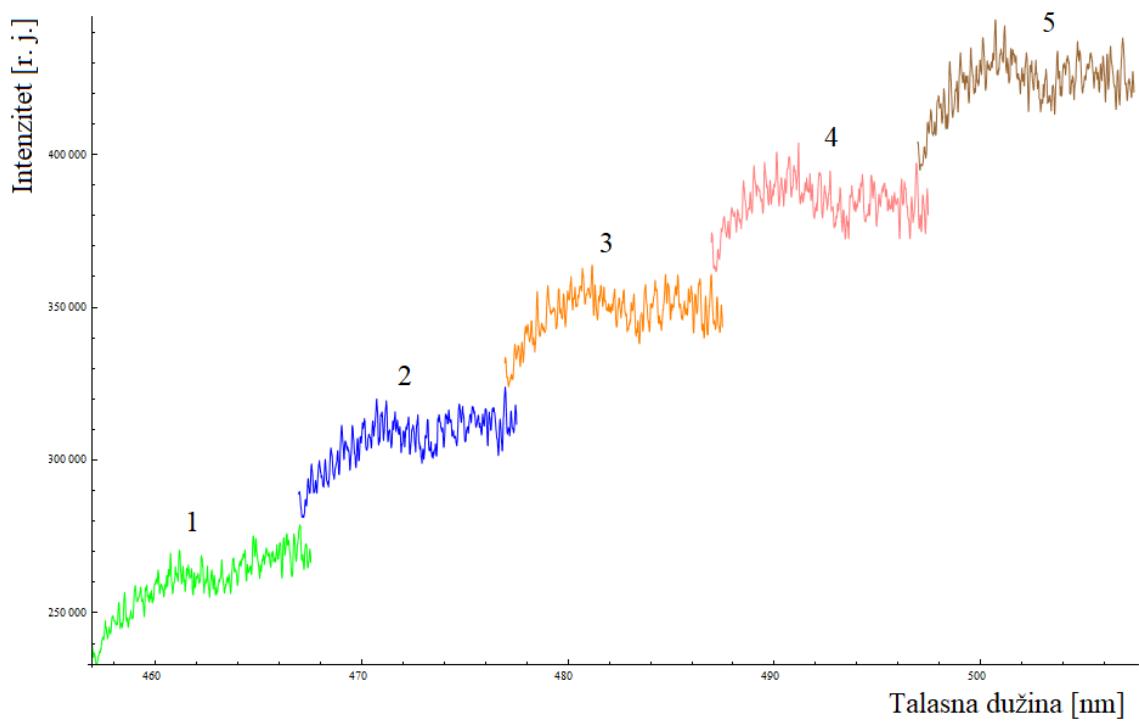


Slika 56. Sastavljanje četvrtog dijela sa spektrom sa slike 55.



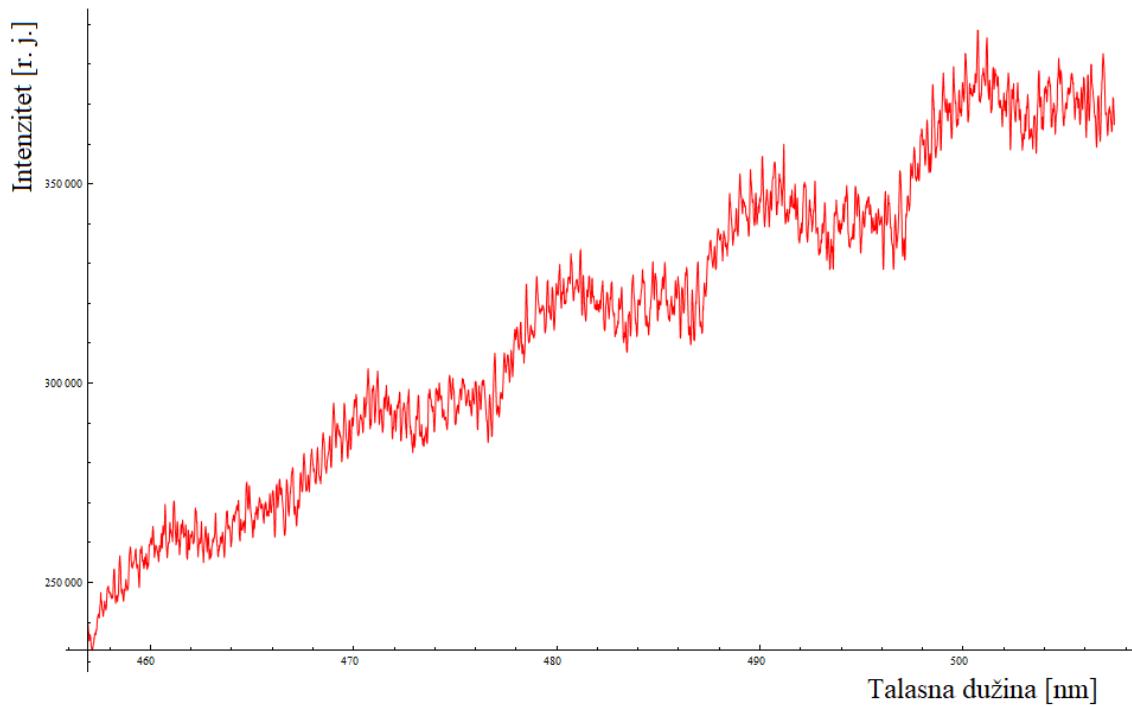
Slika 57. Sastavljanje petog dijela sa spektrom sa slike 56.

Da bi se spektar korigovao na osjetljivost, snimljen je i spektar kalibracione lampe iz pet dijelova (Slika 58.), koji odgovaraju parcijalnim spektrima plazme.

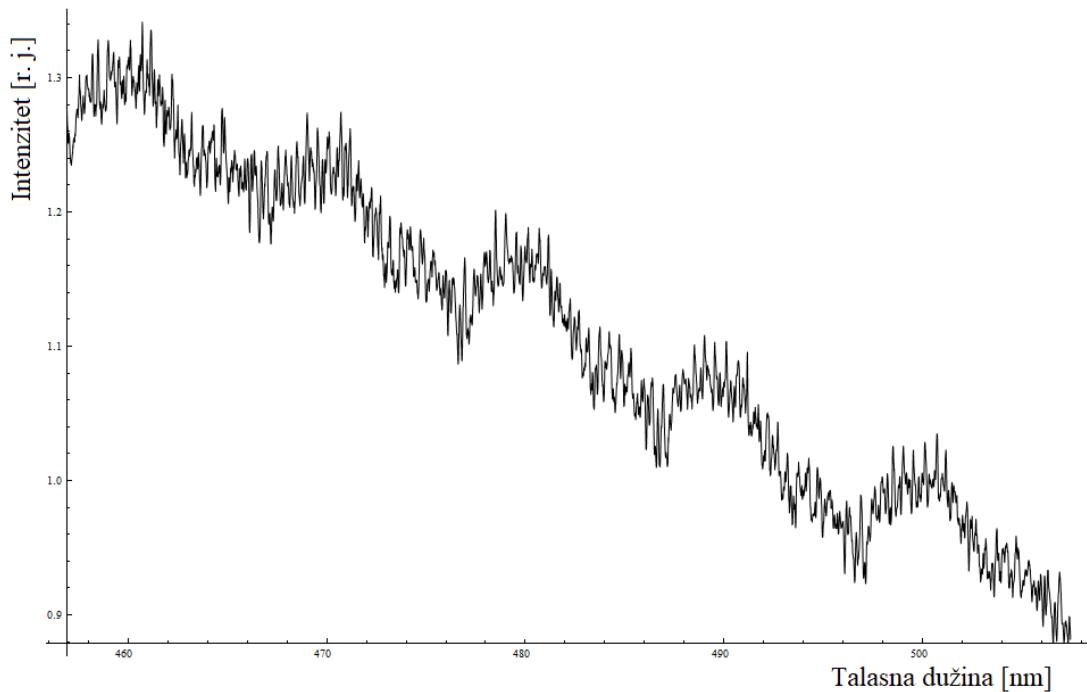


Slika 58. Spektar kalibracione lampe snimljen iz 5 parcijalnih spektara

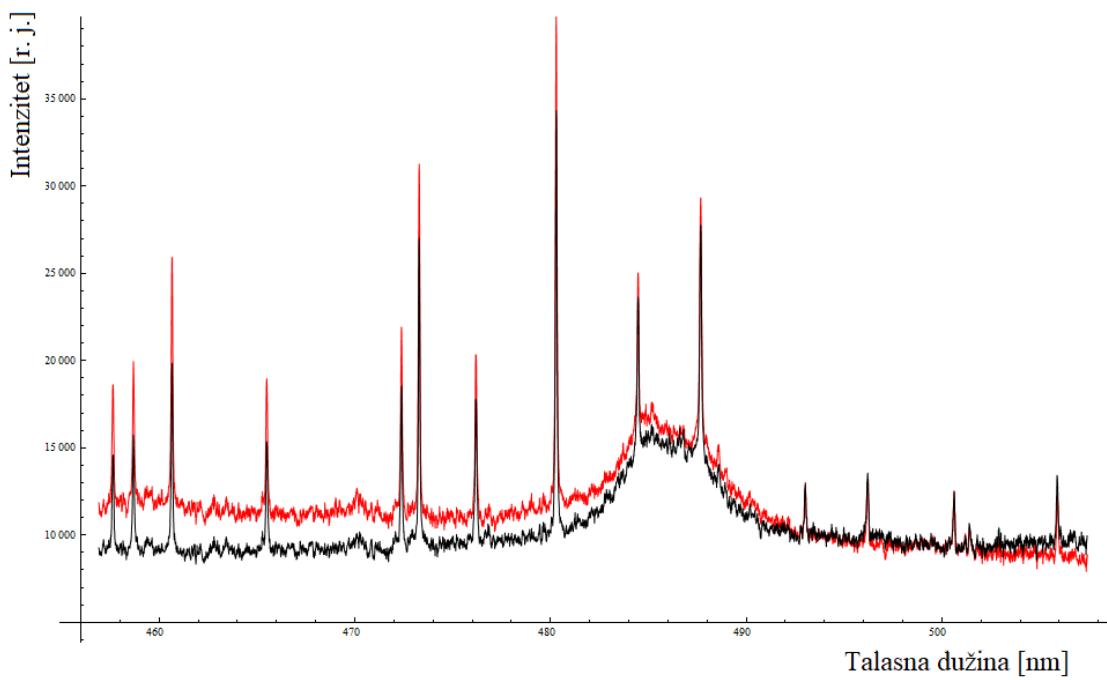
Ovi dijelovi su, analogno spektru plazme iz T-cijevi, sastavljeni sukcesivno. Sastavljeni spektar standardne lampe je prikazan na slici 59. Izračunata kriva spektralne osjetljivosti sistema (Slika 60.) omogućava korekciju sastavljenog spektra plazme na spektralnu osjetljivost sistema (Slika 61.).



Slika 59. Sastavljeni spektar standardne lampe

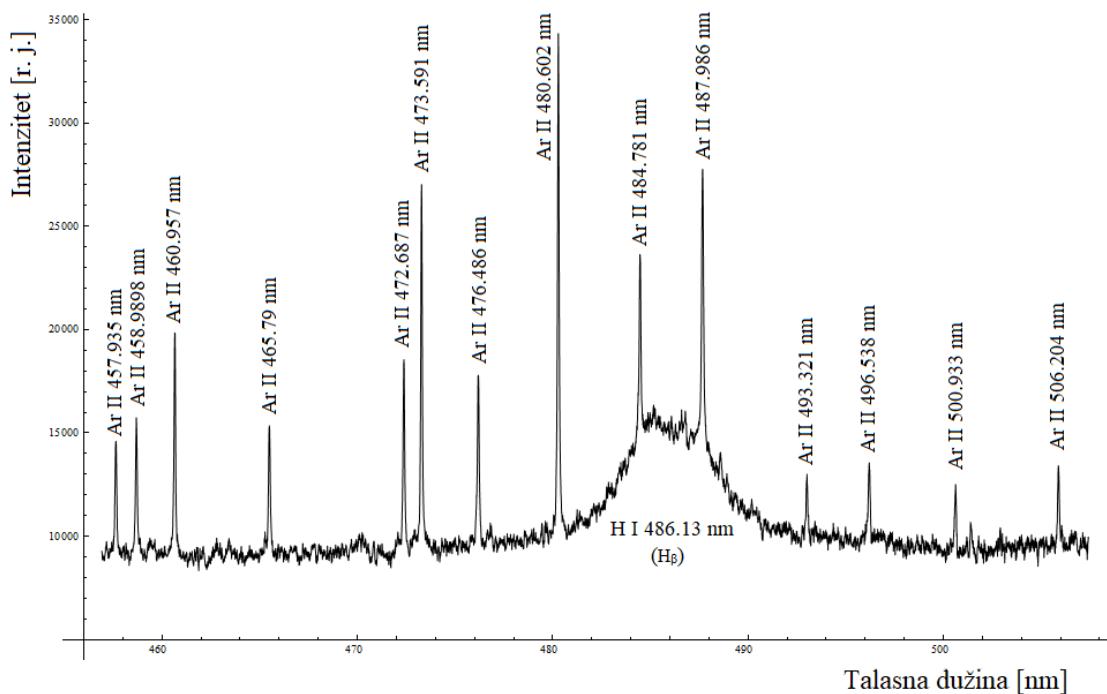


Slika 60. Spektralna osjetljivost sistema u spektralnom intervalu koji zauzima sastavljeni snimljeni spektar plazme



Slika 61. Sastavljen spektar plazme prije korekcije na spektralnu osjetljivost sistema je prikazan crvenom linijom, a poslije korekcije crnom linijom.

Identifikacijom spektralnih linija u dobijenom sastavljenom spektru je utvrđeno prisustvo niza spektralnih linija Ar II, pored veoma široke linije vodonika H I 486.1 nm (H_{β} linija Balmerove serije) (Slika 62.). Ovo je očekivano s obzirom da je plazma proizvedena u smješi ova dva gasa.



Slika 62. Korigovan sastavljen spektar plazme sa identifikovanim spektralnim linijama

5. Dijagnostika plazme na osnovu sastavljenih širokih spektara

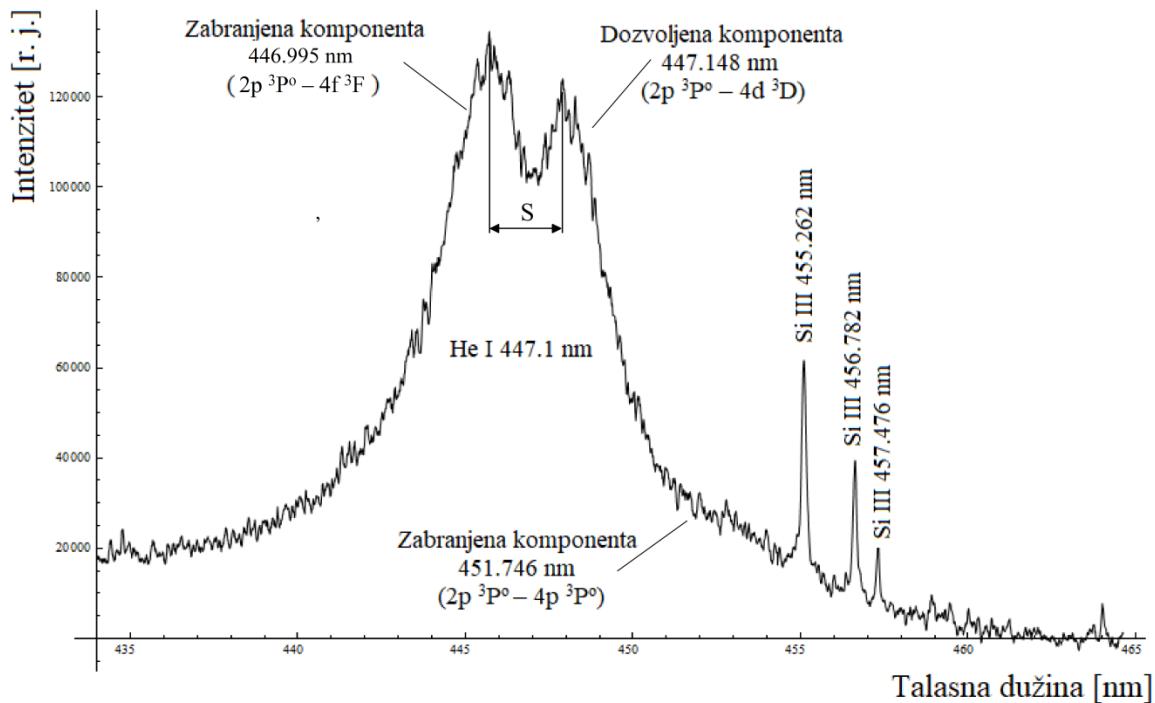
Za istraživanja procesa koji se odigravaju u plazmi, neophodno je izvršiti dijagnostiku plazme, tj. odrediti koncentracije i temperature njenih pojedinih komponenti. Ukoliko se ispitivana plazma nalazi u stanju PLTR ili LTR, njeni osnovni parametri su elektronska koncentracija, N_e , i elektronska temperatura, T_e .

Pored značaja za uobičajenu karakterizaciju plazme, u ovom radu dijagnostika plazme služi i za provjeru postupka sastavljanja spektara. Ukoliko je postupak sproveden ispravno, intenziteti spektralnih linija i njihove poluširine će ostati očuvani i dijagnostikom plazme će se dobiti elektronska koncentracija i temperatura koje se mogu očekivati u plazmama proizvedenim pod datim uslovima.

S obzirom da je u eksperimentima na T-cijevi korišćen čist helijum, a u eksperimentima na impulsnom luku korišćena mješavina vodonika i argona, za dijagnostiku plazme su korišćeni metodi koji se zasnivaju na parametrima snimljenih spektralnih linija ovih gasova.

5.1. Dijagnostika plazme proizvedene u T-cijevi

Posmatrana plazma iz T-cijevi je prozvedena u čistom helijumu, pa se za određivanje elektronske koncentracije i temperature može se koristiti spektralna linija He I 447.1 nm. Ova 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 63.). Intenzitet zabranjenje komponente talasne dužine 451.746 nm je mali i nije od značaja za postupak dijagnostike.



Slika 63. Komponente spektralna linija He I 447.1 nm u sastavljenom spektru plazme.

5.1.1. Određivanje elektronske temperature

U ovom radu je bilo moguće procijeniti elektronsku temperaturu na osnovu rastojanja S između zabranjene i dozvoljene komponente spektralne linije He I 447.1 nm. U radu Gigosos i González [19] je data zavisnost parametra S od elektronske temperature. Određivanjem parametra S na osnovu sastavljenog spektra plazme (Slika 63.), elektronska temperatura je procijenjena na 20000 K.

5.1.2. Određivanje elektronske koncentracije

Elektronska koncentracija se takođe može odrediti na osnovu rastojanja S između pikova dozvoljene komponente i zabranjenje komponente spektralne linije He I 447.1 nm.

Ukoliko je poznata elektronska temperatura, zamjenjivanjem izmjerene vrijednosti S u formulu datu u Ivković i dr. [20]:

$$\log N_e = 21.5 + \log \left[\left(\frac{S}{0.1479} \right)^{b(T_e)} - 1 \right] \quad (36)$$

može se izračunati elektronska koncentracija. U gornjoj relaciji $b(T_e)$ označava parametar koji zavisi od elektronske temperature i može se izračunati na osnovu (Ivković i dr. [20]):

$$b(T_e) = 1.46 + \frac{8380}{T_e^{1.2}} \quad (37)$$

Dobijena elektronska koncentracija iznosi $2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Utvrđene vrijednosti elektronske temperature i koncentracije jesu uobičajene za proizvedenu plazmu.

5.2. Dijagnostika plazme proizvedene u impulsnom luku

5.2.1. Određivanje elektronske temperature

Za određivanje elektronske temperature, u ovom radu je korišćen metod koji se zasniva na odnosu relativnih intenziteta spektralnih linija, tzv. metod Boltzmann plota. Ovaj pristup podrazumijeva postojanje lokalne termodinamičke ravnoteže LTR ili parcijalne lokalne termodinamičke ravnoteže PLTR, tj. primjenjiv je samo za one energijske nivoe čija se naseljenost elektronima pokorava Boltzmannovoj raspodjeli.

Odnos broja atoma po jedinici zapremine koji se nalaze u pobuđenom energetskom stanju N_i i ukupnog broja atoma datog tipa po jedinici zapremine N se može napisati kao (Mitchner i Kruger [2], Griem [3]):

$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i}{Z(T_e)} e^{-\frac{E_i}{k_B T_e}} \quad (38)$$

gdje je g_i statistička težina stanja i , a E_i energija tog stanja. $Z(T_e)$ predstavlja particionu funkciju čestica posmatrane vrste:

$$Z(T_e) = \sum_x^{x_{max}} g_x e^{-\frac{E_x}{k_B T_e}} \quad (39)$$

pri čemu x označava proizvoljan energetski nivo, a x_{max} je najviši nivo na kojem se elektron može smatrati vezanim. Ukoliko se posmatra naseljenost osnovnog stanja, izraz (39) 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:

$$\frac{N_i}{N_0} = \frac{g_i}{g_0} e^{-\frac{E_i}{k_B T_e}} \quad (40)$$

gdje 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 ugлу je dat relacijom (Milić [8]):

$$I_{if} = \frac{1}{4\pi} h \nu_{if} A_{if} \quad (41)$$

pri čemu je h Plankova konstanta, ν_{if} frekvencija emitovanog zračenja, a A_{if} Ajnštajnov 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:

$$I_{if} = \frac{1}{4\pi} h \nu_{if} A_{if} N_i l \quad (42)$$

Ako se za relativni intenzitet spektralne linije uzme $I_{if}^* = \frac{4\pi I_{if}}{h c l}$, uz korišćenje izraza (40) se može pisati:

$$I_{if}^* = N_0 \frac{A_{if}}{\lambda_{if}} \frac{g_i}{g_0} e^{-\frac{E_i}{k_B T_e}} \quad (43)$$

Ovaj izraz je pogodan za određivanje elektronske temperature T_e . Logaritmovanjem ove jednačine se dobija:

$$\log \left(\frac{I_{if}^* \lambda_{if}}{g_i A_{if}} \right) = \log \left(\frac{N_0}{g_0} \right) - \frac{\log e}{k_B T_e} E_i \quad (44)$$

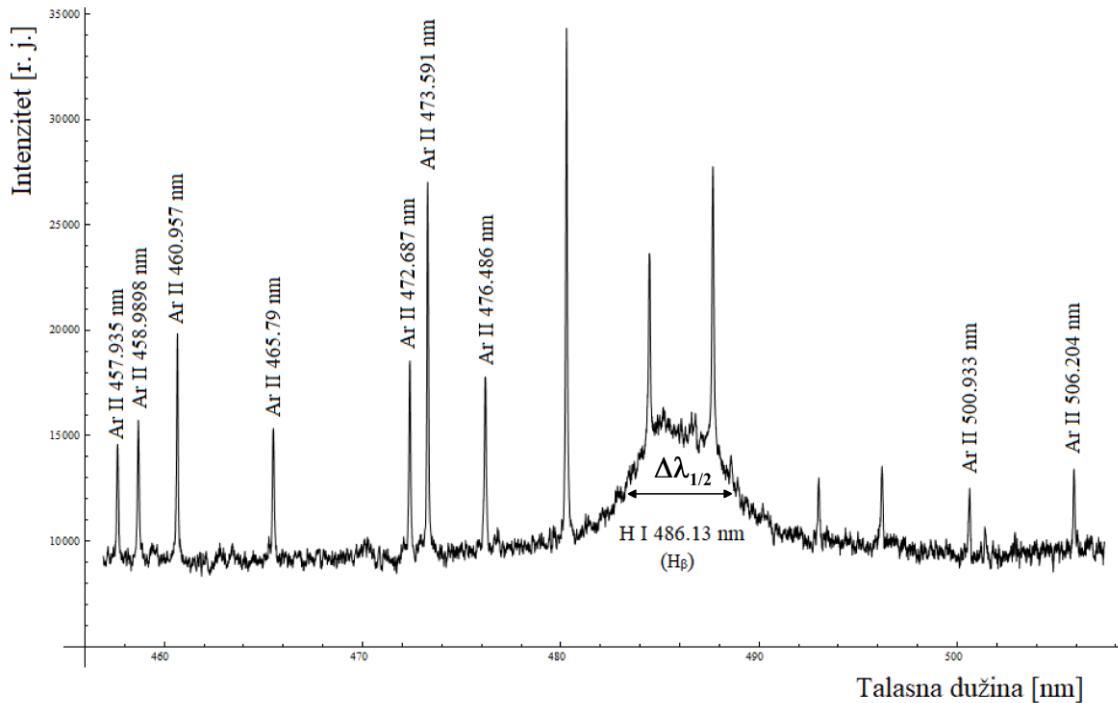
Zavisnost lijeve strane gornje jednačine od energije gornjeg nivoa prelaza je linearна, a član $\frac{\log e}{k_B T_e}$ predstavlja nagib te prave. Na osnovu koeficijenta pravca te prave se može odrediti elektronska temperatura:

$$\tan \alpha = -\frac{\log e}{k_B T_e} \quad (45)$$

Grafik koji se dobija na ovaj način naziva se Boltzman plot. Član $\log \left(\frac{N_0}{g_0} \right)$ je jednak za sve spektralne linije koje potiču od emitera iste vrste i stepena ionizacije. Mjeranjem relativnih intenziteta nekoliko različitih spektralnih linija, uz poznate veličine λ_{if} , g_i i A_{if} i odgovarajuće energije višeg nivoa prelaza, linearnim fitom se dobija koeficijent

pravca. Da bi se povećala preciznost određivanja temperature, razlika energije gornjih nivoa prelaza za korišćene spektralne linije treba da bude što veća i da iznosi barem nekoliko eV.

Elektronska temperatura plazme impulsnog luka u ovom radu je određena opisanim metodom, koristeći spektralne linije Ar II koje se nalaze na dobijenom sastavljenom spektru (Slika 64.).



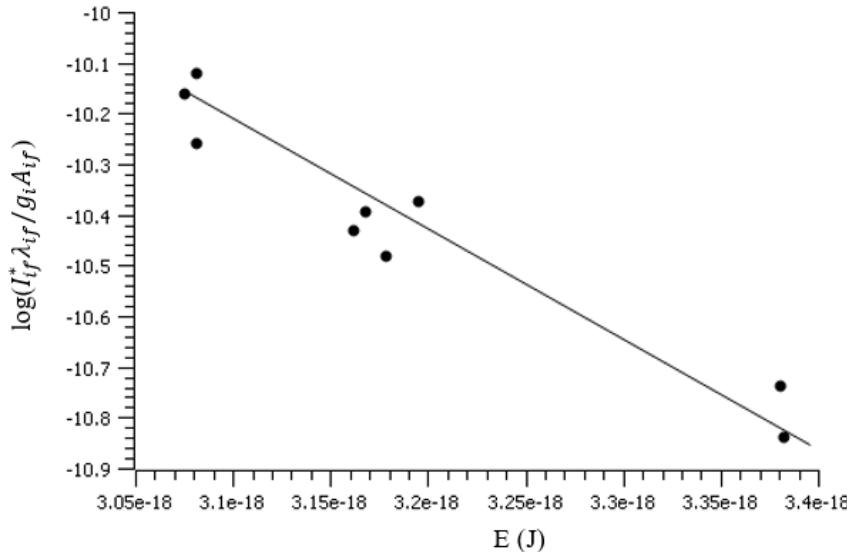
Slika 64. Spektralne linije u sastavljenom spektru plazme impulsnog luka koje su korišćene za dijagnostiku

Linije koje su korišćene su prikazane u tabeli 1, s tim da su korišćene samo dobro definisane linije, a izostavljene linije na i u okolini vodonikove H I 486.1 nm linije, s obzirom da ova linija utiče na njihov intenzitet.

Tabela 1. Linije korišćene za Boltzman plot

λ [nm]	A_{ij} [s^{-1}]	E_i [eV]	g_i
4 57.93493	8.0e+07	19.972538226	2
4 58.98976	6.64e+07	21.127033505	6
4 60.95669	7.89e+07	21.143075448	8
4 65.79009	8.92e+07	19.801086565	2
4 72.68681	5.88e+07	19.762261075	4
4 73.59055	5.80e+07	19.261084163	4
4 76.48544	6.4e+07	19.867157038	4
5 00.93342	1.51e+07	19.222902151	6
5 06.20370	2.23e+07	19.261084163	4

Tačna talasna dužina λ , A_{ij} , E_i i g_i su preuzeti iz NIST baze podataka (NIST atomic spectra database [21]), dok su intenziteti spektralnih linija utvrđeni fitovanjem teorijskih profila na eksperimentalne. Dobijena grafička zavisnost prema jednačini (44) je prikazana na slici 65.



Slika 65. Bolcman plot spektralnih linija Ar II.

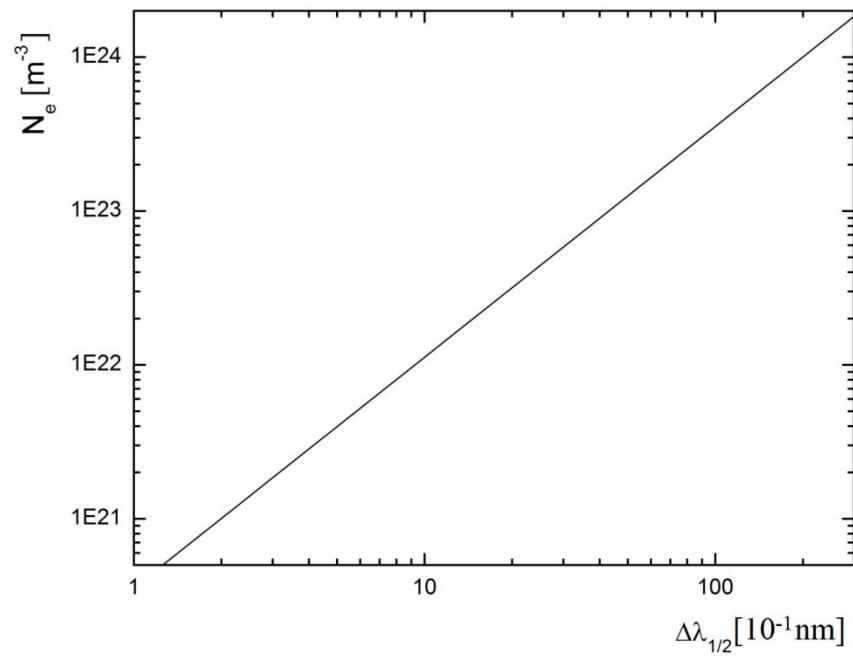
Na ovaj način se dobija elektronska temperatura od 13800 K, što je u skladu sa očekivanom temperaturom posmatrane plazme za date uslove.

5.2.2. Određivanje elektronske koncentracije

Kao što je rečeno u 1.2.5., u plazmi atoma vodonikovog tipa se javlja linearni Šarkov efekat. Na osnovu kvantnomehaničke teorije se može pokazati da kod linearног Šarkovog efekta važi veza između elektronske koncentracije plazme i Šarkove poluširine:

$$N_e \sim \Delta \lambda_{1/2}^{\frac{3}{2}} \quad (46)$$

Za određivanje elektronske koncentracije plazme proizvedene u impulsnom luku u ovom radu se koristi VCS (Vidal – Cooper – Smith) teorija (Vidal i dr. [22]), koja daje vezu između poluširine teorijskih profila i elektronskih koncentracija za koje su ti profili računati. Prema tome, ukoliko se izmjeri poluširina profila vodonikove H I 486.1 nm spektralne linije, pod uslovom da je Šarkovo širenje dominantan uzrok širenja linije, može se odrediti elektronska koncentracija plazme.



Slika 66. Zavisnost elektronske koncentracije od poluširine linije po VCS teoriji

Na osnovu izmjerene poluširine spektralne linije H I 486.1 nm na sastavljenom spektru plazme (Slika 64.) i zavisnosti koju daje VCS teorija (Slika 66.) elektronska koncentracija plazme iznosi $1.53 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, što jeste u okviru očekivanih vrijednosti za ovakvu plazmu.

Zaključak

U ovom radu su snimane široke spektralne linije i spektri plazme, čiji je spektralni interval i do nekoliko puta širi od spektralnog intervala koji obuhvata ICCD kamera koja je korišćena kao detektor zračenja u svim izvršenim eksperimentima. S obzirom na to, široki spektri su morali biti snimljeni iz više dijelova, tj. parcijalnih spektara, čijim se sastavljanjem dobija cjelokupni spektar.

Kao izvor plazme čije je zračenja snimano su korišćene elektromagnetna udarna T-cijev i impulsni luk. U T-cijevi je proizvedena plazma čistog helijuma, ali je u snimljenim spektrima uočeno prisustvo spektralnih linija silicijuma, koji u plazmu dospijeva iz staklenog zida T-cijevi uslijed prostiranja udarnog talasa kroz cijev. Spektar plazme T-cijevi je sniman u okolini spektralne linije He I 447.1 nm i u okolini spektralne linije He I 492.2 nm. Prvi spektar je sastavljen iz tri parcijalna spektra, a drugi iz četiri. U impulsnom luku je plazma proizvedena u smješi vodonika i argona, pri čemu je argon bio noseći gas. Spektar ove plazme je sniman u okolini vodonikove spektralne linije H I 486.1 nm i sastavljen je iz pet parcijalnih spektara. Obe snimljene helijumove spektralne linije, kao i snimljena vodonikova linija, su šire od spektralnog intervala koji, pod datim uslovima, obuhvata CCD čip kamere.

Cilj ovog rada je primjena i predstavljanje procedure za sastavljanje više parcijalnih spektara u jedan spektar, tako da sastavljeni spektar (ili spektralna linija) ne bude deformisan i da se može koristiti u svrhe dijagnostike plazme. Primijenjena procedura je detaljno opisana u Wang i dr. [18], a u ovom radu je prilagođena korišćenom optičkom sistemu i detektoru zračenja. Jedan od potrebnih uslova jeste da procedura sastavljanja parcijalnih spektara obuhvata i korekciju spektara na spektralnu osjetljivost sistema, pošto sastavljeni spektari mogu biti dovoljno široki da se spektralna osjetljivost sistema značajno razlikuje u različitim dijelovima takvih spektara. Iz tog razloga je sniman spektar standardne lampe na talasnim dužinama koje su jednake talasnim dužinama parcijalnih spektara plazme, a na osnovu toga, kao i poznate spektralne karakteristike korišćene lampe, je računata spektralna osjetljivost sistema u korišćenom opsegu talasnih dužina.

U ovom radu je izvršena i dijagnostika plazmi čiji su spektri snimani. Dijagnostika je vršena isključivo na osnovu širokih spektara koji su sastavljeni i korigovani primjenjenom procedurom. U slučaju helijumove plazme emitovane iz T-cijevi je prvo na

osnovu izmjereno rastojanja S između zabranjene i dozvoljene komponente spektralne linije He I 447.1 nm procijenjena elektronska temperatura plazme, prema zavisosti dатој u radu Gigosos i González [19]. Na osnovu elektronske temperature i rastojanja S je pomoću formula datih u radu Ivković i dr. [20] izračunata elektronska koncentracija plazme. Elektronska temperatura plazme impulsnog luka je određena metodom Bolcman plota, pri čemu se korišćene snimljene spektralne linije argona. Elektronska koncentracija ove plazme je određena pomoću izmjerene poluširine snimljene spektralne linije H I 486.1 nm, na osnovu zavisnosti elektronske koncentracije plazme od Štarkove poluširine teorijskih profila prema VCS teoriji (Vidal i dr. [22]). Nakon izvršene dijagnostike plazmi proizvedenih u T-cijevi i impulsnom luku je utvrđeno da, u oba slučaja, dobijene vrijednosti elektronske koncentracije i temperature odgovaraju uobičajenim vrijednostima za plazme proizvedene pod uslovima koji su bili u eksperimentima vršenim u ovom radu. Na osnovu toga se može zaključiti da korišćena procedura sastavljanja širokog spektra iz više parcijalnih spektara ne deformiše rezultujući široki spektar i da se on može koristiti za dijagnostiku plazme. To znači da se ova procedura može koristiti za snimanje veoma širokih spektralnih linija ili spektara, kao što su to, na primjer, spektralne linije emitera vodonikovog tipa u plazmama sa izraženim Štarkovim širenjem spektralnih linija, ili spektri drugih izvora zračenja koji se često koriste u laboratoriji, poput standardne lampe, halogene lampe ili svijetleće diode.

Literatura

1. S. Đurović, Anali ogranka SANU, Novi Sad (2013)
2. M. Mitchner, Ch. H. Kruger, Partially ionized gases, John Wiley & Sons, New York (1973)
3. H. R. Griem, Phys. Rev. **128**, 515 (1962)
4. W. Lochte-Holtgreven, Plasma Diagnostics, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1968)
5. H.-J. Kunze, Introduction to Plasma Spectroscopy, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (2009)
6. H. R. Griem, Phys. Rev. **131**, 1170 (1963)
7. H. R. Griem, Principles of Plasma Spectroscopy, Cambridge University Press, Cambridge (1997)
8. B. Milić, Osnovi fizike gasne plazme, Naučna knjiga, Beograd (1977)
9. A. W. Ali, H. R. Griem, Phys. Rev. **140**, A1044 (1965)
10. A. W. Ali, H. R. Griem, Phys. Rev. **144**, 366 (1966)
11. D. E. Kelleher, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **25**, 191 (1981)
12. Ya. B. Zeldovich, Yu. P. Raizer, Physics od Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Ed. W. D. Hayes and R. F. Probstein, Academic Press, New York, London (1996)
13. K. Niu, Laser and Particle Beams **14**, 125 (1996)
14. B. Vujičić, S. Đurović, Astrofizika sa astronomijom, PMF, Novi Sad (1995)
15. Loewen E., Palmer C., Diffraction grating handbook, Newport Corporation, Rochester (2005)
16. L. Gavanski, Doktorska disertacija, PMF, Novi Sad (2016)
17. B. Bles, Diplomski rad, PMF, Novi Sad (2019)
18. A. K. Gaigalas, L. Wang, H.-J. He, P. DeRose, J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. **114**, 215-228 (2009)
19. M. A. Gigosos, M. Á. González, A&A, **503**, 293-299 (2009)
20. M. Ivković, M. Á. González, S. Jovićević, M. A. Gigosos, N. Konjević, Spectrochim. Acta B **65**, 234-240 (2010)
21. NIST „Atomic Spectra database“, <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>

22. C. R. Vidal, J. Cooper, E. W. Smith, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* No. 214, **25**, 37 (1973)
23. S. Đurović, Z. Mijatović, R. Kobilarov, I. Savić, *Plasma Sources Sci. Technol.* **21**, 025007 (2012)
24. T. Gajo, Z. Mijatović, I. Savić, S. Đurović, R. Kobilarov, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **127**, 119-129 (2013)

Biografija

Nataša Simić je rođena 12. 5. 1997. u Doboju. Gimnaziju je završila u SŠC „Jovan Cvijić“ u Modrići. Nakon toga, 2016. godine, upisuje Prirodno-matematički fakultet, odsjek za fiziku, smjer fizičar istraživač. Godine 2020. završava osnovne studije i na istom departmanu upisuje master studije iz oblasti fizike plazme.



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije:

Monografska dokumentacija

TD

Tip zapisa:

Tekstualni štampani materijal

TZ

Vrsta rada:

Master rad

VR

Autor:

Nataša Simić

AU

Mentor:

Dr Lazar Gavanski

MN

Naslov rada:

Snimanje širokih spektralnih linija optičkim sistemom sa

NR

ICCD kamerom

Jezik publikacije:

srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda:

srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja:

Srbija

ZP

Uže geografsko područje:

Vojvodina

UGP

Godina:

2021

GO

Izdavač:

Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa:

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

MA

Fizički opis rada:

5 poglavlja, 71 stranica, 66 slika, 1 tabela, 24 reference

FO

<i>Naučna oblast:</i>	Fizika
NO	
<i>Naučna disciplina:</i>	Fizika atoma, molekula i ionizovanih gasova
ND	
<i>Predmetna odrednica/ ključne reči:</i>	Plazma, sastavljanje, široki spektri, parcijalni spektri, spektralne linije, ICCD kamera
PO	
UDK	
<i>Čuva se:</i>	Biblioteka Departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu
ČU	
<i>Važna napomena:</i>	nema
VN	
<i>Izvod:</i>	Opisan je primjenjen postupak za sastavljanje širokih spektara i spektralnih linija. Parcijalni spektri plazme proizvedene u T-cevi i impulsnom luku su snimljeni optičkim sistemom sa ICCD kamerom. Ti parcijalni spektri su spojeni u široke spektre navedenih plazmi. Izvršena je dijagnostika plazme na osnovu širokih spektara sastavljenih opisanim postupkom.
<i>Datum prihvatanja teme od NN veća:</i>	
DP	
<i>Datum odbrane:</i>	
DO	
<i>Članovi komisije:</i>	
KO	
<i>Predsednik:</i>	Dr Mirjana Šiljegović, docent, Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu
<i>član:</i>	Dr Teodora Gajo, docent, Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu
<i>član:</i>	Dr Lazar Gavanski, docent, 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:

Master work

CC

Author:

Nataša Simić

AU

Mentor/comentor:

Dr Lazar Gavanski

MN

Title:

Recording broad spectral lines on an optical system with an

TI

ICCD camera

Language of text:

Serbian (Latin)

LT

Language of abstract:

English

LA

Country of publication:

Serbia

CP

Locality of publication:

Vojvodina

LP

Publication year:

2021

PY

Publisher:

Author's reprint

PU

Publication place:

Faculty of Sciences, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

PP

Physical description:

5 chapters, 71 pages, 66 figures, 1 table, 24 references

PD

Scientific field:

Physics

SF

<i>Scientific discipline:</i>	Physics of atoms, molecules and ionized gasses
SD	
<i>Subject/ Key words:</i>	Plasma, splicing, broad spectra, partial spectra, spectral lines, ICCD camera
SKW	
UC	
<i>Holding data:</i>	Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
HD	
<i>Note:</i>	none
N	
<i>Abstract:</i>	A procedure for splicing broad spectra and spectral lines is described and applied. Partial spectra of plasmas produced in a T-tube and pulsed arc were recorded on an optical system with an ICCD camera. These partial spectra were spliced into broad spectra of the respective plasmas. Plasma diagnostics was carried out by using the broad plasma spectra, obtained by the given splicing procedure.
<i>Accepted by the Scientific Board:</i>	
ASB	
<i>Defended on:</i>	
DE	
<i>Thesis defend board:</i>	
DB	
<i>President:</i>	Dr Mirjana Šiljegović, assistant professor, Faculty of Sciences, University of Novi Sad
<i>Member:</i>	Dr Teodora Gajo, assistant professor, Faculty of Sciences, University of Novi Sad
<i>Member:</i>	Dr Lazar Gavanski, assistant professor, Faculty of Sciences, University of Novi Sad