

D-301

ФИРМАЦИЈО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТАТ  
Радна расадница заједничких послова  
НС Србије

Пријемник:	Г-9 дс	1993	
Опш. јед.	број	т. д.	врдјалак
0603	9 / 45		

## Diplomski rad

# MERENJE POLUŠIRINA I POMERAJA SPEKTRALNIH LINIJA $CI\ 538,0\ nm$ I $OI\ 436,8\ nm$ EMITOVANIH IZ PLAZME STABILISANOG LUKA

student:  
Ivan Bajin

mentor:  
doc. Dr. Stevica Đurović

Novi Sad, 1993

# Sadržaj

Uvod.....	1
<b>GLAVA I</b>	
Osnovi teorije širenja spektralnih linija u plazmi .....	3
1.1. Uzroci širenja spektralnih linija .....	3
1.2. Prirodno širenje .....	4
1.3. Dopplerovo širenje .....	6
1.4. Širenje usled pritiska .....	8
1.4.1. Rezonantno širenje .....	8
1.4.2. Van der Waalsovo širenje.....	8
1.4.3. Starkovo širenje.....	8
1.4.4. Uticaj jona na širenje izolovanih linija.....	10
<b>GLAVA II</b>	
Opis aparature.....	14
2.1. Izvor plazme .....	14
2.2. Lučno pražnjenje .....	16
2.2.1. Prelaz od tinjavog na lučno pražnjenje i osnovne karakteristike luka .....	16
2.2.2. Karakteristike lučnog pražnjenja .....	17
2.2.3. Glavne osobine luka .....	17
2.3. Referentni izvori svetlosti na niskom pritisku.....	19
2.3.1. Šuplja katoda.....	19
2.3.2. Mikrotalasni izvor .....	20
2.4. Optički sistem.....	21
2.5. Određivanje instrumentalne poluširine.....	22
<b>GLAVA III</b>	
Dijagnostika plazme .....	23
3.1. Određivanje elektronske koncentracije .....	23
3.2. Određivanje elektronske temperature.....	26
<b>GLAVA IV</b>	
Obrada eksperimentalnih podataka .....	29
4.1. Test homogenosti plazme stabilisanog luka .....	29
4.2. Samoapsorpcija spektralnih linija u plazmi.....	31
4.3. Dekonvolucija eksperimentalnih profila .....	35

**GLAVA V**

Rezultati merenja i upoređivanje sa teorijskim rezultatima .....	38
5.1. Kiseonik OI (436,83 nm) .....	38
5.2. Ugljenik CI (538,034 nm).....	40
5.3. Primer određivanja Starkove polusirine linije CI 538,034 nm.....	42
5.4. Primer odredivanja pomeraja linije CI (538,034 nm) .....	44
5.5. Kompletni rezultati merenja .....	45
Zaključak.....	47
Reference.....	48

# Uvod

Tema ovog rada je merenje poluširina i pomeraja spektralnih linija  $CI\ 538,034\ nm$  i  $OI\ 436,83\ nm$  emitovanih iz plazme stabilisanog luka. Dobijeni eksperimentalni rezultati su upoređeni sa teorijskim predviđanjima.

Na osnovu emitovanog i apsorbovanog zračenja, mogu se dobiti različite informacije o plazmi, kao npr. koncentracija nanelektrisanih ili neutralnih čestica i njihova temperatura, ili podaci o različitim atomskim procesima u plazmi. U spektroskopiji plazme važnu ulogu ima Starkovo širenje spektralnih linija. Do početka šezdesetih godina ovog veka teorija Starkovog širenja spektralnih linija uglavnom se bavila linearnim Starkovim efektom kod vodonikovih linija. Međutim, pri visokim elektronskim koncentracijama, kada su linije vodonika jako proširene, njihov profil nije uvek moguće snimiti zbog preklapanja sa susednim linijama nevodoničnih atoma. U tom slučaju, ili kada u plazmi nema vodonika, u dijagnostičke svrhe se koristi kvadratični Starkov efekat koji je izražen kod nevodoničnih atoma. Prve proračune Starkovog širenja za neke linije nevodoničnih atoma dao je Griem [1,2], nakon čega slede brojni eksperimentalni radovi kojima su mereni Starkovi parametri za spektralne linije različitih elemenata [3,4].

Da bi se eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara mogle koristiti u dijagnostičke svrhe, potrebni su i dobri teorijski podaci. Međutim, sa druge strane, za testiranje teorijskih proračuna potrebni su i pouzdani eksperimentalni podaci. U ovom radu prezentirani su rezultati Starkovih parametara za spektralne linije neutralnih elemenata  $O I 436,83 nm$  i  $C I 538,034 nm$ .

Kao izvor plazme odabran je zidom stabilisani električni luk na atmosferskom pritisku. Takvim izvorom je bilo moguće obezbediti uslove u plazmi (elektronska koncentracija  $\sim 10^{22} m^{-3}$ , temperatura  $\sim 10000 K$ ) pri kojima se mogu dobiti odgovarajuće spektralne linije posmatranih elemenata. Kao radni gas korišćen je argon ( $Ar$ ), a za dobijanje pomenutih spektralnih linija korišćena je smeša argona i kiseonika i smeša argona i ugljenika.

Starkovi parametri su jako osetljivi na promenu elektronske koncentracije, dok se sa promenom temperature sporo menjaju. Iz tog razloga je elektronska koncentracija određena na osnovu poluširine  $H_{\beta}$  linije i kretala se u intervalu od  $2,2 \cdot 10^{22} m^{-3}$  do  $3,2 \cdot 10^{22} m^{-3}$ . Balmerova  $H_{\beta}$  linija je teorijski vrlo dobro opisana, što je potvrđeno nizom eksperimentalnih radova, koji potvrđuju da je greška određivanja elektronske koncentracije ovom metodom ispod 10%. Elektronska temperatura je procenjena na osnovu sastava plazme i kretala se u intervalu od  $9700 K$  do  $10000 K$ . Za određivanje Starkovih pomeraja korišćeni su izvori zračenja na niskom pritisku, šuplja katoda i lampa pobudjivana pomoću mikrotalasnog generatora. Sastavni deo ovog metoda za eksperimentalno određivanje Starkovih pomeraja je i način kompjuterskog prikupljanja eksperimentalnih podataka i obrade spektroskopski snimljenih profila linija.

Osim uvoda, ovaj rad sadrži pet poglavlja, zaključak i spisak literature.

U prvoj glavi je dat spisak različitih mehanizama koji dovode do širenja spektralnih linija. Druga glava opisuje funkcionisanje celokupne aparature. U trećoj glavi je opisana dijagnostika plazme, odnosno određivanje elektronske koncentracije i temperature. Četvrta glava opisuje način obrade eksperimentalnih podataka. U petoj glavi su izloženi rezultati eksperimenta, pri čemu su oni uporedeni sa odgovarajućim teorijskim proračunima.

## *Glava I*

# **Osnovi teorije širenja spektralnih linija u plazmi**

## **1.1. Uzroci širenja spektralnih linija**

Prolaskom zračenja kroz spektralni uređaj dobija se spektar zračenja. Na kontinualni deo spektra, koji potiče od rekombinacionog i zakočnog zračenja, superponiran je linijski spektar koji potiče od zračenja nastalog prilikom prelaza elektrona sa jednog na drugo energetsko stanje unutar atoma emitera. Spektralna linija uvek ima određeni profil, odnosno nekakvu raspodelu intenziteta zračenja u određenom intervalu frekvencija tj. talasnih dužina, i zato uvek ima konačnu širinu, koja zavisi od stepena monohromatičnosti posmatranog zračenja i karakteristika spektralnog uređaja. Kao mera širine spektralne linije koristi se njena širina na polovini visine maksimalnog intenziteta linije. Proučavanje oblika spektralnih linija emitovanih iz plazme je od vrlo velikog značaja, jer na

taj način dobijamo informaciju o uslovima koji vladaju u plazmi i o energetskoj strukturi atoma ili jona u takvim uslovima.

Mehanizmi koji dovode do širenja spektralnih linija neutralnih atoma ili jona u plazmi, mogu se podeliti u tri grupe:

1. **Prirodno širenje**, uzrokovano konačnošću srednjeg vremena života atoma u pobuđenom energetskom stanju
2. **Dopplerovo širenje**, uzrokovano kretanjem atoma emitera u odnosu na sistem posmatranja
3. **Širenje usled pritiska**, uzrokovano interakcijom emitera sa okolnim neutralnim i nanelektrisanim česticama.

## 1.2. Prirodno širenje

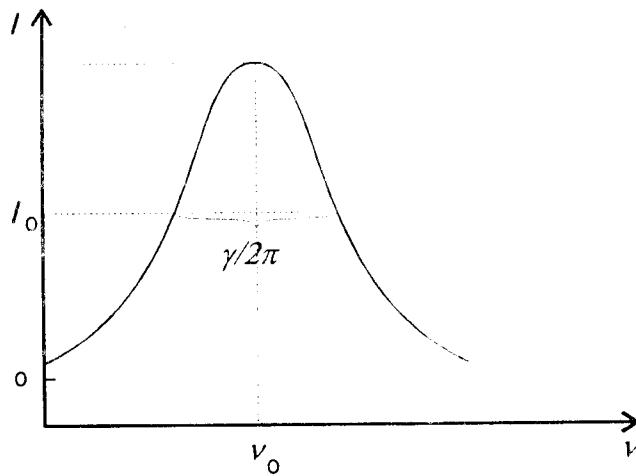
U klasičnom pristupu, skup atoma koji emituju zračenje može se predstaviti skupom oscilatora, koji udruženi stvaraju polje zračenja [5, 6]. Sa tačke gledišta klasične elektrodinamike, ovaj sistem se može svesti na linearni harmonijski oscilator (LHO), koji pobuđen sudarom osciluje u elastičnoj sredini. Oscilacije ovakvog sistema su prigušene, jer se usled zračenja gubi energija. Zato se umesto monohromatske spektralne linije dobija proširena linija. Takvo širenje spektralnih linija naziva se prirodno širenje.

Za raspodelu intenziteta zračenja po frekvencijama, u tom slučaju, dobija se sledeći izraz [6, 7]:

$$I(\nu) = I_0 \cdot \frac{(\gamma/2)^2}{4\pi^2(\nu_0 - \nu)^2 + (\gamma/2)^2} \quad (1.2.1.)$$

gde je  $I_0$  maksimalni intenzitet, a  $\gamma$  je koeficijent prigušenja i iznosi:

$$\gamma = \frac{2\pi e^2 \nu^2}{3\epsilon_0 c^3 m} \quad (1.2.2.)$$



Slika 1.2.1. Lorentzova raspodela intenziteta zračenja  $I$  u zavisnosti od frekvencije zračenja  $\nu$

slučaju je to prirodna širina), može se dobiti ako se u izraz (1.2.1.) stavi uslov  $I(\nu) = I_0/2$ . Na osnovu toga sledi da je:

$$\nu_0 - \nu = \pm \frac{\gamma}{4\pi} \quad (1.2.3.)$$

što znači da je poluširina:

$$\Delta\nu = \frac{\gamma}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (1.2.4.)$$

gde je  $\tau = \frac{1}{\gamma}$  i naziva se vreme prigušenja.

Prelaskom na skalu talasnih dužina ( $\Delta\lambda = -C\Delta\nu/\nu^2$ ) dobija se:

$$\Delta\lambda = \frac{e^2}{3\varepsilon_0 c^2 m} = 1,18 \cdot 10^{-5} \text{ nm} \quad (1.2.5.)$$

To znači da prema klasičnoj elektrodinamici prirodna širina linije ne zavisi od atomskih karakteristika emitera i talasne dužine emitovanog zračenja i iznosi  $1,18 \cdot 10^{-5} \text{ nm}$ .

Sa tačke gledišta kvantne mehanike, prirodna širina spektralne linije je posledica neodređenosti energije stacionarnih stanja atoma. Ta neodređenost je data Heisenbergovom relacijom:

$$\Delta E \Delta t \leq \frac{\hbar}{2\pi} \quad (1.2.6.)$$

Atom kratko boravi u eksitovanom stanju, a zatim se deekscituje emitujući foton frekvencije  $\nu$ . Neodređenost energije u

Raspodela intenziteta zračenja po frekvencijama data izrazom (1.2.1.) simetrična je u odnosu na frekvenciju  $\nu_0$ , tj. u odnosu na centar linije. Takva raspodela se zove Lorentzova raspodela i prikazana je na slici (1.2.1.).

Poluširina linije, odnosno širina na polovini visine (u ovom

ekscitovanom stanju je prema (1.2.6.) obrnuto srazmerna vremenu života atoma  $\tau_n$  u tom stanju:

$$\Delta E \approx \frac{h}{2\pi\tau_n} \quad (1.2.7.)$$

To znači da spektralna linija, nastala prelazom iz pomenutog ekscitovanog stanja u neko drugo stanje, ima izvesnu širinu, a to je prirodna širina linije.

Pri prelazu iz stanja  $n$  u stanje  $m$ , energija emitovanog fotona je:

$$h\Delta\nu = \Delta E_n + \Delta E_m \quad (1.2.8.)$$

odnosno poluširina:

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m} \right) \quad (1.2.9.)$$

gde je recipročna vrednost srednjeg života u stvari verovatnoća prelaza. Ako se posmatra prelaz na osnovno stanje ( $\tau_m \rightarrow \infty$ ), prethodni izraz se može napisati kao:

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{2\pi\tau_n} \quad (1.2.10.)$$

Ovako dobijeni izraz za prirodnu širinu ima isti matematički oblik kao i izraz dobijen pomoću klasične elektrodinamike (1.2.4.). Isti izraz se dobija i za raspodelu intenziteta zračenja u funkciji frekvencije.

Iz izraza (1.2.9.) se vidi da je prirodna poluširina proporcionalna sumi verovatnoća prelaza. Kako se verovatnoće prelaza veoma razlikuju za različite prelaze, to znači da je sa gledišta kvantne elektrodinamike prirodna širina linije različita za različite prelaze. Za prelaze kod kojih je verovatnoća prelaza reda  $10^8 s$  (vreme života  $10^{-8} s$ ) dobija se prirodna širina reda  $10^{-5} nm$ , kao i rezultat dobijen klasičnim putem (1.2.5.).

### 1.3. Dopplerovo širenje

Pobudjeni atomi ili joni, kao izvor zračenja u plazmi, nalaze se u neprestanom kretanju. To može biti termalno kretanje, kretanje usled turbulencija, kretanje plazme kao celine ili kretanje dela plazme u odnosu na posmatrača. Prema tome, u ovom slučaju dolazi do pojave Dopplerovog efekta, što znači da posmatrač meri više frekvencije, odnosno kraće talasne dužine zračenja iz izvora koji mu se približava i obrnuto.

Promena frekvencije usled Dopplerovog efekta data je izrazom:

$$\frac{v - v_0}{v_0} = \frac{v}{c} \quad (1.3.1.)$$

pri čemu je  $v$  komponenta brzine izvora u pravcu detektora,  $v_0$  - frekvencija izvora zračenja,  $v$  - frekvencija koju prima detektor, a  $c$  - brzina svetlosti.

Raspodela intenziteta zračenja u funkciji frekvencije usled Dopplerovog efekta može se izraziti kao:

$$I_v = I_0 \exp \left[ -\frac{M}{2kT} \frac{c^2}{v_0^2} (v - v_0)^2 \right] \quad (1.3.2.)$$

Ova raspodela je Gaussova i daje simetričan profil linije u odnosu na frekvenciju zračenja izvora  $v_0$ .

Iz uslova  $I_v = I_0/2$  može se izračunati Dopplerova poluširina linije:

$$\ln 2 = \frac{M}{2kT} \frac{c^2}{v_0^2} (v - v_0)^2 \quad (1.3.3.)$$

odnosno:

$$v = v_0 \pm \frac{v_0}{c} \left( \frac{2kT}{M} \ln 2 \right) \quad (1.3.4.)$$

Na osnovu ovih izraza Dopplerova poluširina je:

$$\Delta v_D = \frac{2v_0}{c} \left( \frac{2kT}{M} \ln 2 \right) \quad (1.3.5.)$$

Ako se pređe na skalu talasnih dužina i obračunaju konstante, dobija se izraz:

$$\Delta \lambda_D = 7,162 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \left( \frac{T}{M} \right)^{1/2} \quad (1.3.6.)$$

$T$  se izražava u ( $K$ ), a  $M$  u atomskim jedinicama mase.

Dopplerova poluširina pri datim eksperimentalnim uslovima ima vrednosti od  $7,7 \cdot 10^{-3} nm$  do  $1,1 \cdot 10^{-2} nm$ .

## 1.4. Širenje usled pritiska

Za razliku od prirodnog i Dopplerovog širenja, širenje spektralnih linija plazme izazvano interakcijom sa okolnim česticama, odnosno perturberima, zavisi od koncentracije tih čestica. Zato se ovakvo širenje i naziva širenje usled pritiska. U zavisnosti od vrste interakcije emitera i perturbera, ovo širenje se deli na rezonantno širenje, ako emiter interaguje sa perturberima iste vrste, Van der Waalsovo širenje, ako je u pitanju interakcija sa neutralnim atomima i Starkovo širenje, kada su perturberi nanelektrisane čestice, elektroni i joni. U realnim uslovima svi ovi mehanizmi deluju istovremeno.

### 1.4.1. Rezonantno širenje

Nastaje kada gornji ili donji energetski nivo posmatranog prelaza ima dozvoljeni dipolni prelaz na osnovno stanje i kada je emiter okružen sličnim atomima u osnovnom stanju. Ako imamo dva ista atoma, tada je svejedno koji je od njih ekscitovan, a koji je u osnovnom stanju. Tada se javlja degeneracija nivoa posmatranog sistema i kao krajnji rezultat, dobija se širenje spektralne linije. Ovaj proces se može posmatrati i kao skraćenje života ekscitovanog stanja usled izmene energije, te se zato javlja veća širina linije.

### 1.4.2. Van der Waalsovo širenje

Sile kojima neutralni atom deluje na emitujući atom su kratkog dometa. Njihovo dejstvo će se manifestovati na taj način što će razlika između dva energetska nivoa atoma emitera biti različita za različita rastojanja perturbera i emitera, te će i talasne dužine emitovanih fotona biti različite. Usrednjavanjem po verovatnoćama svih mogućih rastojanja između emitera i neutralnih perturbera, dobiće se proširena spektralna linija. Maksimalni intenzitet linije će biti pomeren u odnosu na zračenje neperturbovanog atoma i biće na talasnoj dužini koja odgovara najverovatnijem rastojanju između emitera i perturbera.

### 1.4.3. Starkovo širenje

Starkov efekat je promena energije nivoa atoma dejstvom električnog polja, u ovom slučaju električnog mikropolja koga stvaraju nanelektrisane čestice, elektroni i joni. Zračenje pojedinih atoma sastoјi se od linija pomerenih i rascepljenih na komponente, ali za razliku od statičkog električnog polja, električno mikropolje u plazmi se menja u prostoru i vremenu te su i ova pomeranja različita za različite atome, tako

da se na kraju kao sumarni efekat dobijaju proširene i pomerene spektralne linije.

Za linije vodonika i njemu sličnih jona karakterističan je tzv. *linearni Starkov efekat*. Iznos dodatne energije za koje se pomera određeni energetski nivo, kada se atom nađe u spoljašnjem električnom polju, proporcionalan je jačini tog polja.

Kada su u pitanju drugi "nevodonični" atomi, dolazi do izražaja kvadratna zavisnost dodatne energije od intenziteta spoljašnjeg polja, odnosno javlja se *kvadratični Starkov efekat*. Kod kvadratičnog Starkovog efekta javlja se i širenje i pomeranje spektralnih linija, dok je kod linearног Starkovog efekta pomeranje vrlo malo.

Teorijska ispitivanja Starkovih širina razvijala su se u dva pravca. Jedna grupa teorija ispituje profil linije kao celine. Ovaj, tzv. unificirani metod daje naročito dobre rezultate za linije koje se ne mogu aproksimirati jednostavnim Lorentzovim oblikom.

Druga grupa teorija kao što su GBKO [8], zatim izračunavanja Benetta i Griema [9] za neutrale i Jonsa, Benetta i Griema [10] za jednostruko jonizovane atome, koja je takođe dao i Griem[3], posebno ispituje centar linije, a posebno krila. Kada se linija posmatra kao celina, profil se gradi kao funkcija koja se u centru i na krilima poklapa sa odgovarajućim izrazima koje daju sudarna i kvazistatička teorija. Pomoću ovih teorija, delovi linija za koje one važe mogu se u principu tačnije opisati nego pomoću unificiranih teorija.

Još su Michelson [11] 1895. i Lorentz [12] 1906. godine pretpostavili da širenje u oblastima bliskim centru linije nastaje usled prekida procesa zračenja sudarom sa perturberom. U ovoj oblasti važe tzv. sudarne teorije u kojima se pretpostavlja da su u posmatranom vremenskom intervalu elektronski sudari kompletni i da vreme trajanja sudara teži nuli.

Krila linija se opisuju pomoću kvazistatičkih teorija. Osnova ovih teorija je pretpostavka da se perturberi kreću dovoljno sporo, pa se može smatrati da atom emituje ili apsorbuje sa frekvencijom koja zavisi samo od položaja perturbera. Profil linije se dobija pogodnim usrednjavanjem preko položaja perturbera. Kao perturberi, joni i elektroni se mogu posmatrati odvojeno, uzimajući u obzir veliku razliku u brzinama kojima interaguju sa atomom ili jonom emiterom. Polazeći od toga razvijene su dve aproksimacije u teoriji Starkovog širenja: *kvazistatička (jonska)* i *sudarna (elektronska)*.

Kvazistatička aproksimacija podrazumeva da se perturberi kreću dovoljno sporo, tako da se perturbujuće električno polje za vreme emisije može smatrati kvazistatičkim pri čemu se nivoi pod uticajem ovog sporopromenljivog polja cepaju i pomeraju, a profil spektralne linije se dobije usrednjavanjem po svim mogućim raspodelama jonskog polja.

Sudarna aproksimacija podrazumeva da je vreme sudara veoma kratko, pa emiter u toku emisije biva više puta perturbovan

sudarima sa brzim perturberima. Izračeni talasni paket je zbog toga izdeljen na izvestan broj manjih nezavisnih talasnih paketa, iz kojih se usrednjavanjem po svim vremenima između sudara dobija profil spektralne linije.

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

#### 1.4.4. Uticaj jona na širenje izolovanih linija

Kao rezultat sudsarne aproksimacije dobija se izraz za profil linije koji je Lorentzovog tipa [3]:

$$I(\omega) = \frac{W^2}{\pi} \frac{I_0}{(\omega - \omega_0 - d)^2 + W^2} \quad (1.4.1.)$$

sa poluširinom  $W$  i pomerajem  $d$

$$W = -\frac{1}{\hbar} I_m \langle\langle if^* | \mathcal{H} | if^* \rangle\rangle \quad (1.4.2.)$$

$$d = \frac{1}{\hbar} R_e \langle\langle if^* | \mathcal{H} | if^* \rangle\rangle \quad (1.4.3.)$$

$I_0$  je maksimalni intenzitet

$\omega$  je kružna frekvencija

$\omega_0$  je vrednost kružne frekvencije za  $I = I_0$

$\mathcal{H}$  je efektivni hamiltonijan

$if^*$  su kvantni brojevi neperturbovanih stanja

Ovi izrazi predstavljaju osnovne rezultate sudsarne aproksimacije pomoću kojih se raznim teorijskim prilazima (npr. GBKO [8], Cooper i Oertel [13, 14]) mogu dobiti parametri  $W$  i  $d$  koji određuju Lorentzov profil linije.

Prethodni izrazi uzimaju u obzir širenje usled sudara sa elektronima. Joni kao perturberi obično mnogo manje utiču na širenje spektralnih linija od elektrona. Izuzetak su linije kod jednoelektronskih sistema i linije sa zabranjenim komponentama, ali ni u tim slučajevima jonsko širenje nije dominantno. Zbog toga se pri proučavanju profila izolovanih linija širenje pod uticajem jona uračunava kao mala popravka

na sudarno širenje elektronima. Profil će, znači, biti izražen kao konvolucija elektronskog sudarnog profila i kvazistatičkog jonskog profila [3]:

$$I(\omega) = \frac{W}{\pi} \int [W(F)dF] \left[ W^2 + (\Delta\omega - d + CF^2)^2 \right]^{-1} \quad (1.4.4.)$$

gde je  $C = C_4/e$  veličina usrednjena po magnetnim kvantnim brojevima ( $C_4$  je konstanta kvadratičnog Starkovog efekta). Izračunavanje profila ovakvog tipa linija dato je u radu GBKO [8], a takođe i u Griemovoj knjizi [2] kao:

$$j(x) = I(\omega) \left| \frac{d\omega}{dx} \right| = \omega I(\omega) \quad (1.4.5.)$$

gde je  $x$  - redukovana frekvencija, odnosno redukovana talasna dužina:

$$x = \frac{\omega - \omega_0 - d}{W} = \frac{\lambda - \lambda_0 - d}{W}$$

$\omega_0$  je neperturbovana ugaona frekvencija, a  $W$  i  $d$  elektronska udarna širina i pomeraj, izraženi u jedinicama ugaone frekvencije, odnosno u jedinicama talasne dužine.

Profil  $j(x)$ , ukoliko se iskoriste izrazi (1.4.4.) i (1.4.5.), dobija oblik:

$$j(x) = \frac{1}{\pi} \int_{\omega_0}^{\omega} \frac{W_R(\beta)d\beta}{1 + (x - \alpha^{4/3}\beta^2)^2} \quad (1.4.6.)$$

gde je  $W_R(\beta)$  definisano izrazom [2]:

$$W(F) = \frac{1}{F_0} W_R \left( \frac{F}{F_0} \right) = \frac{1}{F_0} W_R(\beta) \quad (1.4.7.)$$

Profil  $j(x)$  definisan izrazom (1.4.6.) zavisi od dva bezdimenzionala parametra [2, 3],  $\alpha$  - kvazistatičkog parametra jonskog širenja i  $R$  - parametra koji karakteriše Debayeevo ekriranje i jonsko-jonske korelacije:

$$\alpha = \left( \frac{C R_0^2}{W} \right)^{3/4} \quad (1.4.8.)$$

$$R = 6^{1/3} \pi^{1/6} \left( \frac{e^2}{kT} \right)^{1/2} N^{1/6} \quad (1.4.9.)$$

Sudarna teorija daje simetričan Lorentzov profil spektralne linije, dok uticaj jona, uračunat u profilu  $j(x)$  daje dodatni pomeraj i asimetriju linije. Profil linije u skali talasnih dužina se može izračunati kao:

$$I(\lambda) = j(x) \frac{dx}{d\lambda} = \frac{1}{W} j(x) \quad (1.4.10.)$$

pri čemu su ukupna torijska širina  $W_{th}$  i pomeraj  $d_{th}$  opisani izrazima [1, 2, 3]:

$$W_{th} \approx 2W_e [1 + 1,75\alpha(1 - 0,75R)] \quad (1.4.11.)$$

$$d_{th} \approx d_e \pm 2,00\alpha(1 - 0,75R)W_e \quad (1.4.12.)$$

$W_{th}$  je poluširina, a  $d_{th}$  pomeraj maksimuma spektralne linije. Veličina  $W_e$  je elektronska sudarna polu-poluširina. Znak ispred drugog člana u izrazu za  $d_{th}$  određen je znakom ispred elektronskog pomeraja  $d_e$  u oblasti niskih temperatura. Primena formula (1.4.11.) i (1.4.12.), koje su date za neutralne emitere ograničena je uslovima [2, 3]:

$$R < 0,8 \quad \text{i} \quad 0,05 < \alpha < 0,5$$

Za vrednosti  $\alpha < 0,05$ , prilikom razmatranja interakcije emitera sa perturberima treba uzeti u obzir kvadrupolne efekte, a vrednosti  $\alpha > 0,5$  odgovaraju uslovima kada je dominantan linearni Starkov efekat.

Koristeći izraze (1.4.10.), (1.4.11.) i (1.4.12.), mogu se napisati izrazi za poluširenu linije  $W_{tot}$  i pomeraj u odnosu na maksimum linije  $d_{tot}$  u obliku [4]:

$$W_{tot} \approx 2 \left[ 1 + 1,75 \cdot 10^{-4} N^{1/4} \alpha (1 - 0,068 N^{1/6} T^{-1/2}) \right] \cdot 10^{-16} W_e N \quad (1.4.13.)$$

$$d_{tot} \approx \left[ d_e \pm 2,00 \cdot 10^{-4} N^{1/4} \alpha W_e (1 - 0,068 N^{1/6} T^{-1/2}) \right] \cdot 10^{-16} N \quad (1.4.14.)$$

Gde se vrednosti za  $W_e$ ,  $d_e$  i parametar  $\alpha$  uzimaju za vrednost elektronske koncentracije  $N = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

Zbog asimetrije profila linije, u ovom slučaju, pomeraj na polovini visine linije  $d_{tot/2}$  biće nešto različit od pomeraja  $d_{tot}$  na maksimumu linije. Ta razlika je izražena drugačijim brojnim koeficijentom [15] u izrazu (1.4.14.):

$$d_{tot/2} \approx \left[ d_e \pm 3,2 \cdot 10^{-4} N^{1/4} \alpha W_e (1 - 0,068 N^{1/6} T^{-1/2}) \right] \cdot 10^{-16} N \quad (1.4.15.)$$

Prilikom procene uticaja na poluširinu linije u slučaju kada je  $\alpha \leq 0,05$ , popravka se može izvršiti na način kao što je to urađeno u formuli (1.4.13.), ili jednostavnim dodavanjem izraza za jonsko širenje [3]:

$$W_i \approx 2\pi N \frac{n_i^2 - n_f^2}{Z^2 m} \hbar a_0 Z_p \quad (1.4.16.)$$

uslovjenog uzajamnim kvadrupolnim dejstvom sa jonima kao perturberima, na elektronsku udarnu polu - poluširinu  $W_e$ , u zavisnosti od toga koja je od tih popravki veća. U izrazu (1.4.16.)  $n_i$  i  $n_f$  su efektivni kvantni brojevi višeg i nižeg energetskog stanja atoma emitera,  $Z$  za neutralne atome ima vrednost jedan (za dvostruko ionizovane atome  $Z = 2$  itd.),  $Z_p$  je stepen naielktrisanja perturbera, a  $m$  je masa elektrona.

## *Glava II*

# Opis aparature

Kao izvor plazme korišćen je zidom stabilisani električni luk. Ovaj izvor je vrlo pogodan za merenja Starkovih poluširina i pomeraja spektralnih linija neutralnih elemenata jer ima niz dobrih osobina: kontinualan rad, stabilnost tokom rada i reproducibilnost.

Kao radni gas korišćen je argon (*Ar*). Za snimanje profila linije *OI* 436,83 nm korišćena je smeša *Ar* (66%) + *O<sub>2</sub>* (30%) + *H<sub>2</sub>* (4%), a za snimanje profila linije *CI* 538,034 nm korišćena je smeša *Ar* (60%) + *CO<sub>2</sub>* (32%) + *H<sub>2</sub>* (8%). Spektroskopsko posmatranje je vršeno duž ose stabilisanog luka. Signal sa fotomultiplikatora voden je na digitalni osciloskop, a podaci sa osciloskopa očitavani su pomoću personalnog računara. Kao referentni izvori na niskom pritisku za merenje pomeraja spektralnih linija korišćeni su šuplja katoda i lampa niskog pritiska pobuđivana na emitovanje svetlosti zračenjem iz mikrotalasnog generatora.

### **2.1. Izvor plazme**

Stabilisani električni luk je Maeckerovog tipa [16]. Šest bakarnih diskova debljine 7,1 mm, sa otvorom u sredini prečnika 5 mm, međusobno su izolovani teflonom debljine 0,5 mm i zajedno čine kanal

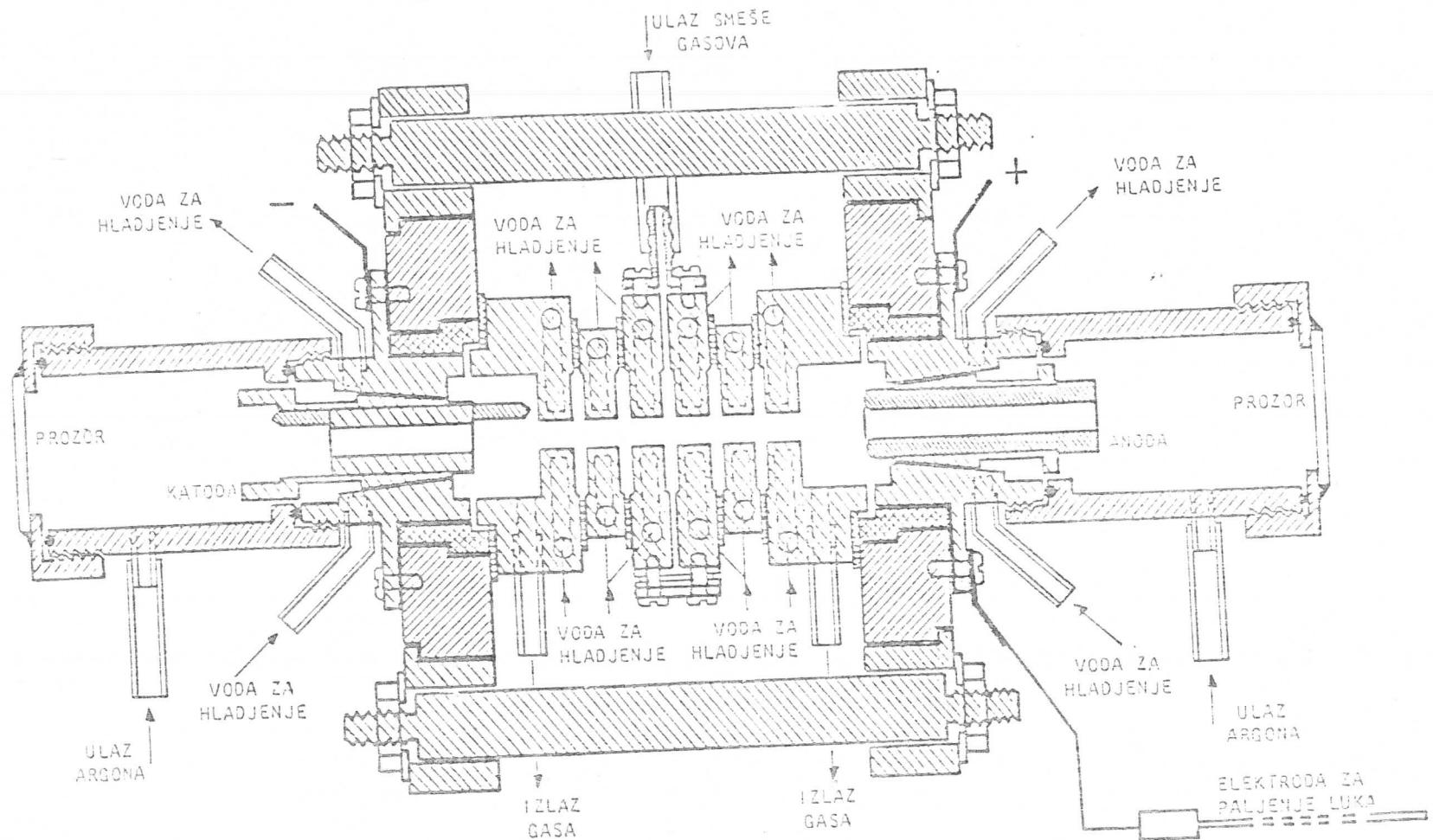
prečnika 5 mm i dužine 50 mm. Na krajevima ovog kanala nalaze se još dva široka bakarna diska koji služe kao nosači za elektrode (sl. 2.1.1.). Anoda je izrađena od volframa prečnika 13 mm, a duž ose ima otvor prečnika 5 mm. Katoda je izrađena od volframske žice prečnika 3 mm koja se nalazi u bakarnom držaču kroz koji je načinjen otvor prečnika 3,2 mm kroz koji se vrši spektroskopsko posmatranje plazme. Time što je katoda načinjena od tanke zašiljene žice fiksirano je mesto električnog pražnjenja, odnosno sprečeno je da se električno pražnjenje šeta po katodi, što bi dovelo do nestabilnosti luka u blizini katode.

U prostor iza elektroda, koji je zatvoren kvarcnim prozorima, uvodi se čist argon. Regulacija protoka se vrši igličastim ventilom, a kontrola protokomerom (sl. 2.1.2.). Mešavina gasa koju čini  $Ar$  sa dodatkom  $CO_2+H_2$  u slučaju snimanja linije  $Cl$ , odnosno sa dodatkom  $O_2+H_2$  u slučaju snimanja linije  $OI$ , uvodi se u centralni deo luka, a izlazi zajedno sa čistim argonom, kroz otvore koji se nalaze na krajnjim diskovima. Takvim režimom protoka čistog argona kroz elektrode, a ubacivanjem mešavine u centralni deo luka, smanjuje se mogućnost da se atomi posmatranog elementa nađu u nekoj znatnijoj koncentraciji u hladnom sloju plazme oko elektrode. Samim tim smanjuje se i mogućnost samoapsorpcije. Protok mešavine se reguliše igličastim ventilom i kontroliše Matheson protokomerom, što je šematski prikazano na slici 2.1.2.

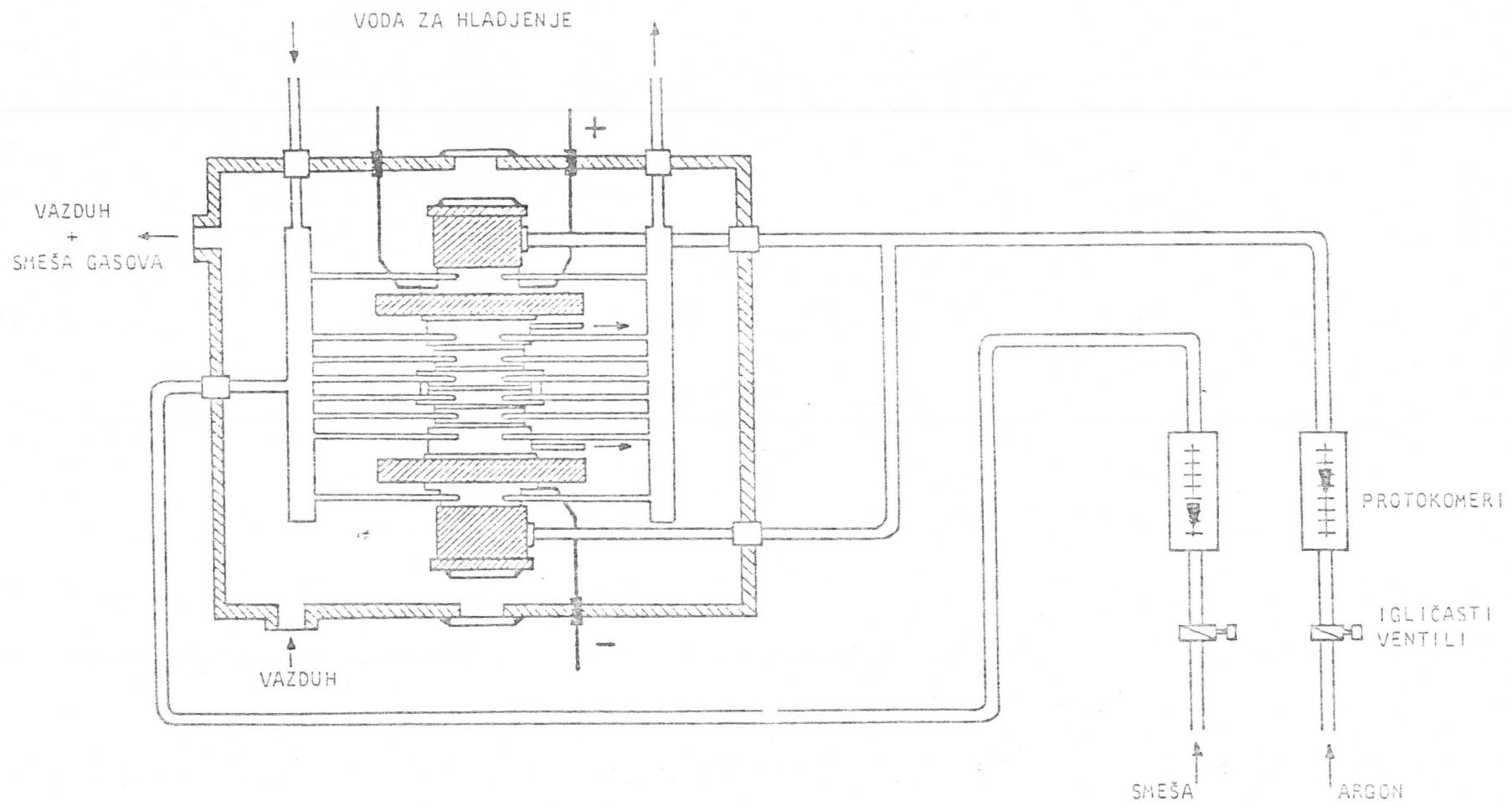
Električno napajanje luka vršeno je pomoću stabilisanog jednosmernog izvora struje, posebno konstruisanog za ovu namenu, sa stabilnošću od 0,3%. Na red sa lukom vezan je i balastni otpor  $0.86\Omega$ , što je šematski prikazano na slici 2.1.3. Maksimalna jačina struje bila je 30 A. Napon na krajevima luka je bio ispod 100 V. Paljenje luka se vrši pomoću elektrode za paljenje. Pomoću ove elektrode se uspostavi kratak spoj između anode i katode, a zatim se izvlačenjem elektrode luk razvuče između katode i anode. Nakon toga se pomoćna elektroda odstrani, a prostor iza anode A zatvori.

Kako je jačina struje kroz luk velika, neophodno je hlađenje bakarnih diskova koji čine kanal u kome luk gori. Hlađenje se vrši protokom vode kroz svaki disk pojedinačno, a ceo sistem hlađenja šematski je prikazan na slici 2.1.2.

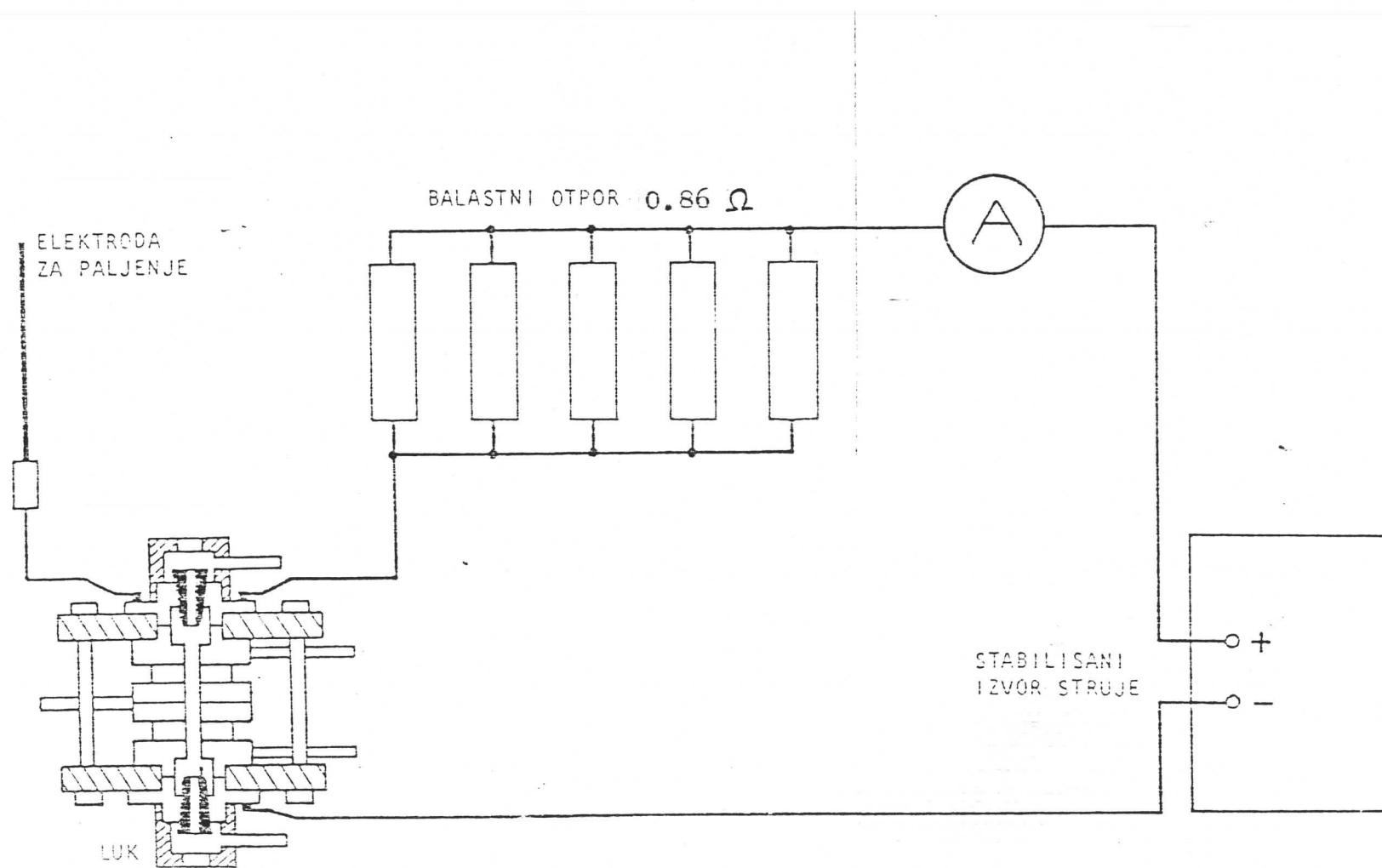




Slika 2.1.1. - Uzdužni presek stabilisanog luka



Slika 2.1.2. - Sistem za gasno napajanje i vodeno hlađenje stabilisanog luka



Slika 2.1.3. - Šematski prikaz električnog napajanja luka

## 2.2. Lučno pražnjenje

### 2.2.1. Prelaz od tinjavog na lučno pražnjenje i osnovne karakteristike luka

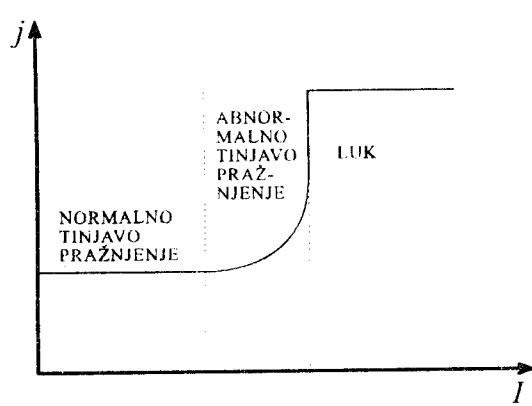
Osnovne razlike tinjavog i lučnog pražnjenja proizilaze iz razlike u mehanizmu emisije elektrona sa katode.

Kod tinjavog pražnjenja elektroni se emituju usled udara jona u katodu i delimično usled fotoefekta, što se opisuje koeficijentom  $\gamma$ . Broj elektrona koji napuštaju katodu po  $1 \text{ cm}^2$  usled  $\gamma$ -procesa je mali, pa je i gustina struje mala. Dejstvo pozitivnih jona je utoliko veće ukoliko je veća potencijalna razlika koju prelaze u blizini katode. Prema tome, da bi se tinjavo pražnjenje moglo održavati, potreban je veliki pad potencijala u cilju umnožavanja lavinama i ubrzavanja ( $60 - 340 \text{ V}$ ). Ovaj pad je u oblasti katodnog tamnog prostora i to je katodni pad potencijala. Spoljašnje karakteristike tinjavog pražnjenja su, prema tome:

- veliki katodni pad potencijala i
- mala gustina struje

Ako se postepeno povećava struja u cevi sa tinjavnim pražnjenjem, smanjenjem spoljašnjeg otpora  $R$ , pražnjenje prolazi kroz oblast normalnog tinjavog pražnjenja (konstantna gustina struje i katodni pad potencijala). Povećava se samo površina katode koja učestvuje u pražnjenju. Kada cela površina katode počne učestvovati u pražnjenju dolazi se u oblast abnormalnog tinjavog pražnjenja (povećanje struje izaziva porast gustine struje i katodnog pada potencijala). Pri ovom povećanju raste snaga koja se disipira na katodi zbog bombardovanja pozitivnim jonima, pa raste temperatura katode usled čega primetnu ulogu

u emisiji počinje da dobija termoelektronska emisija. Porast katodnog pada se prvo usporava, a onda naglo smanjuje. U slučaju podjednakog prinosa  $\gamma$ -procesa i termoelektronske emisije, pražnjenje je nestabilno i nalazi se u prelaznoj oblasti posle čega nastaje luk (sl. 2.2.1.).



Slika 2.2.1.

### 2.2.2. Karakteristike lučnog pražnjenja

Broj elektrona koje emituje katoda po  $1\text{cm}^2$  u slučaju lučnog pražnjenja je mnogo veći nego kod tinjavog pražnjenja. Procesi koji prouzrokuju emisiju kod lučnog pražnjenja su:

- **termoelektronska emisija**, tj. izlazak elektrona sa površine katode usled njene zagrejanosti, što se opisuje Ričardsonovom formulom:

$$I = AT^2 \exp\left(-\frac{\varphi}{kT}\right) \quad (2.2.1.)$$

gde je  $A$  konstanta za dati materijal katode,  $T$  je absolutna temperatura katode,  $k$  je Boltzmanova konstanta, a  $\varphi$  je izlazni rad materijala katode

- **emisija polja**, gde primenom jakog spoljašnjeg električnog polja dolazi do izlaska elektrona sa površine metala, što se opisuje formulom:

$$I = BE^2 \exp\left(-\frac{C}{E}\right) \quad (2.2.2)$$

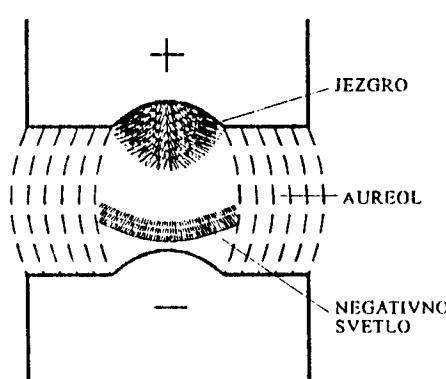
gde su  $B$  i  $C$  konstante, a  $E$  je jačina polja pri katodi

Širina oblasti katodnog pada je približno jednaka dužini slobodnog puta elektrona ( $d \approx \lambda_e$ ), a sama veličina katodnog pada potencijala je približno jednak potencijalu ionizacije gasa ( $V_k \approx V_i$ ). Zbog toga u luku ne postoji multiplikacija elektrona lavinama kao kod tinjavog pražnjenja.

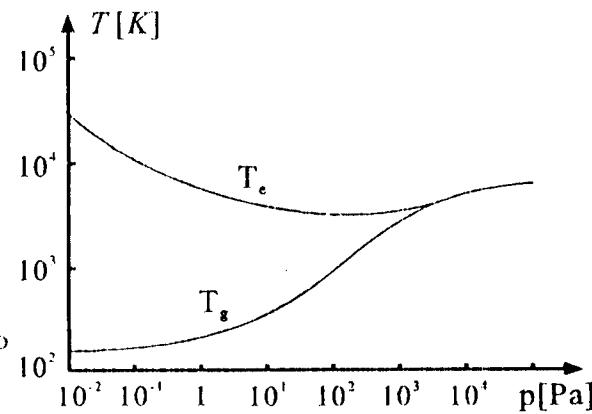
### 2.2.3. Glavne osobine luka

Luk je samostalno električno pražnjenje koje se karakteriše jakim strujama i malim padom potencijala. Volt - amperska karakteristika ima uglavnom negativni nagib.

U luku koji gori pri atmosferskom pritisku vidljivo je malo blještavo jezgro opkoljeno hladnim gasovima - aureolom. Aureol je oblast intenzivne hemijske aktivnosti, dok je u jezgru zbog visoke temperature gas potpuno jonizovan. Katoda i anoda luka su usijane i njihova temperatura je reda nekoliko hiljada kelvina (K) (sl. 2.2.2).



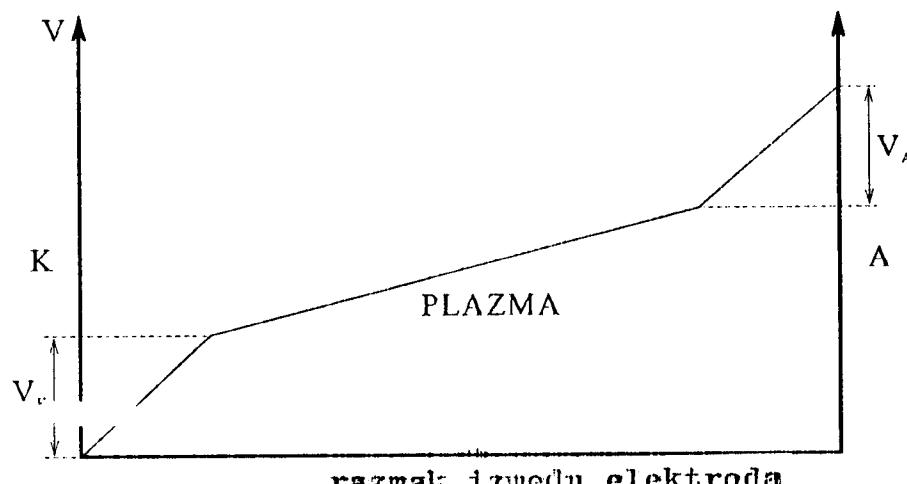
Slika 2.2.2.



Slika 2.2.3.

Kod nižih pritisaka (reda  $10^{-1} \text{ Pa}$ ) temperatura gase ( $T_g$ ) je par stotina kelvina, a elektronska temperatura ( $T_e$ ) reda  $10^4$  kelvina. Kod viših pritisaka (reda  $10^3 \text{ Pa}$ ) zbog povećanja frekvencije sudara elektronska temperatura i temperatura gase se izjednačavaju ( $T_g = T_e$ ) i nastupa termalna ravnoteža, što je prikazano na slici 2.2.3.

Na uprošćenoj slici raspodele potencijala između katode ( $K$ ) i anode ( $A$ ) vidi se da oblast pozitivnog stuba zauzima najveći deo prostora između elektroda i okarakterisana je (kao kod tinjavog pražnjenja) konstantnim gradijentom potencijala (sl. 2.2.4.). Katodni i anodni pad potencijala imaju male vrednosti reda desetak volti. Za razliku od tinjavog pražnjenja, kod luka se oblast katodnog pada ne može vizuelno posmatrati.



Slika 2.2.4.

Pošto je za procese u pozitivnom stubu nebitno kako su proizvedeni elektroni koji dolaze iz katodne oblasti, to nema bitne razlike između optičkih karakteristika stuba kod tinjavog pražnjenja i luka.

Razlike su vezane za uticaj gustine struje na procese u stubu (kod luka je gustina struje ( $j$ ) velika). Međutim, uticaj pritiska je odlučujući na prirodu procesa u pozitivnom stubu luka. Plazma u luku počinje tamo gde u nju ulaze elektroni sa energijom dovoljnom da ionizuju gas. Pošto je katodni pad potencijala ( $V_k$ ) približno jednak potencijalu ionizacije gasa ( $V_i$ ) tj.  $V_k \approx V_i$ , to je širina katodne oblasti jednaka slobodnom putu elektrona ( $\lambda_e$ ). Na osnovu toga se može proceniti jačina polja i gustina struje u blizini katode.

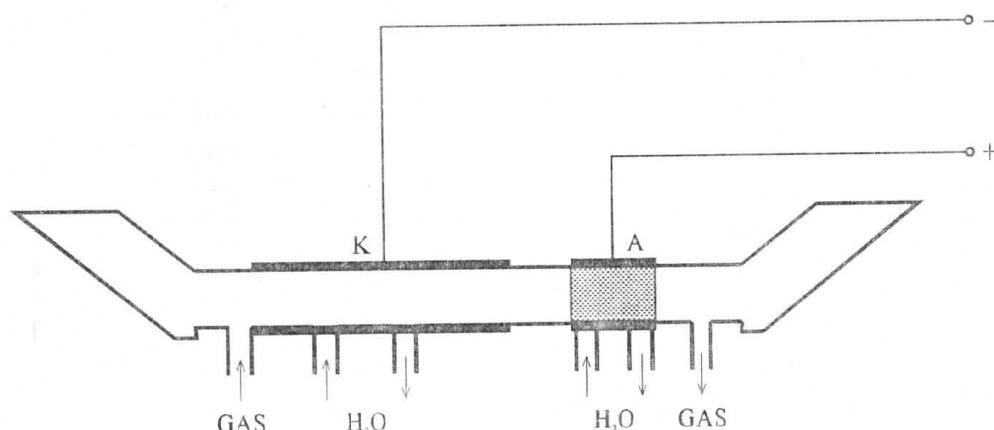
## 2.3. Referentni izvori svetlosti na niskom pritisku

Za određivanje pomeraja spektralnih linija kao referentni izvori korišćena su gasna pražnjenja na niskom pritisku: šuplja katoda i lampa niskog pritiska pobuđena zračenjem iz mikrotalasnog izvora.

### 2.3.1. Šuplja katoda

Svetlosni izvor sa šupljom katodom se sastoji od anode u obliku prstena i katode u obliku cilindra koje su smeštene u staklenu cev prečnika 12 mm, na rastojanju od 25 mm.

Karakteristika pražnjenja u šupljoj katodi je mali gradijent potencijala, a ekscitacija je uglavnom elektronska. Ovo pražnjenje u potpunosti ispunjava šupljinu katode. Kao emiteri u ovakovom pražnjenju javljaju se neutralni i jednostruko ionizovani atomi [17]. Ovakav izvor daje spektralne linije u vidljivom i ultraljubičastom delu spektra (sl. 2.3.1.).

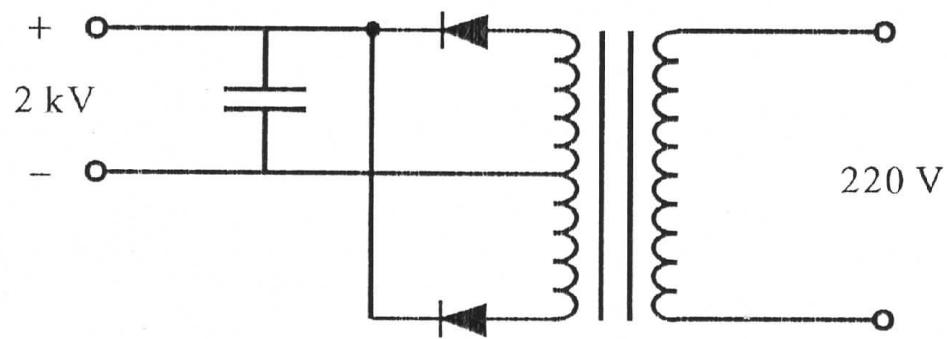


Slika 2.3.1.

Prilikom pražnjenja dolazi do isparavanja materijala od koga je izrađena katoda (u ovom slučaju bakar) zbog bombardovanja

pozitivnim jonima iz gasa, što uzrokuje taloženje metalnog sloja na zidovima staklene cevi u okolini katode. Ovo omogućava posmatranje ne samo spektralnih linija iz gasa u kome se vrši pražnjenje, nego i spektralnih linija materijala katode ili materijala koji je stavljen u katodnu šupljinu.

Za električno napajanje šuplje katode korišćen je jednosmerni izvor napona čiji je šematski prikaz dat na slici 2.3.2.

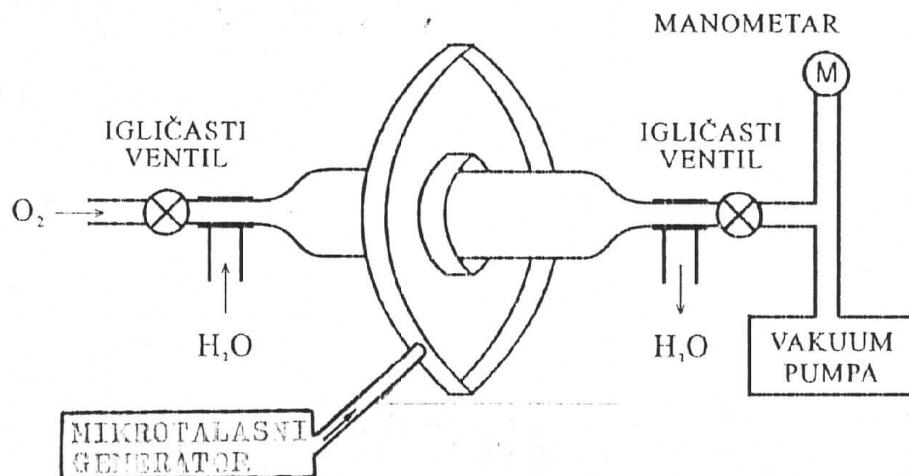


Slika 2.3.2.

Prilikom rada dolazi do zagrevanja katode, pa se ona mora hladiti protokom vode.

### 2.3.2. Mikrotalasni izvor

Kao drugi referentni izvor svetlosti služila je staklena cev postavljena u mikrotalasni rezonator (sl. 2.3.3.). Kroz cev je odražavan protok čistog kiseonika ( $O_2$ ) pod niskim pritiskom oko 2 mbar.



Slika 2.3.3.

Kao izvor mikrotalasnog zračenja korišćen je uređaj:

"AF mikrotalasne generator GHW 94-302 DR". Tokom rada uređaj se zagreva, pa se mora hladiti protokom vode i strujanjem vazduha. Visokofrekventno električno polje mikrotalasnog generatora predaje elektronima dovoljnu energiju tj. brzinu, tako da oni mogu da eksituju atome i molekule gasa [17]. Brzina elektrona i put koji će oni preći do sudara zavisi od jačine polja i od vremena u toku koga su izloženi dejstvu polja. To znači da uslovi pražnjenja u principu mogu biti podešavani promenom frekvencije i jačine polja, a takođe i promenom gasnog pritiska.

U slučaju ovakvog bezelektrodnog pražnjenja električno polje je dovoljno slabo tako da Starkov efekat nema uticaja, pa se spektralne linije iz ovog izvora mogu koristiti kao referentne.

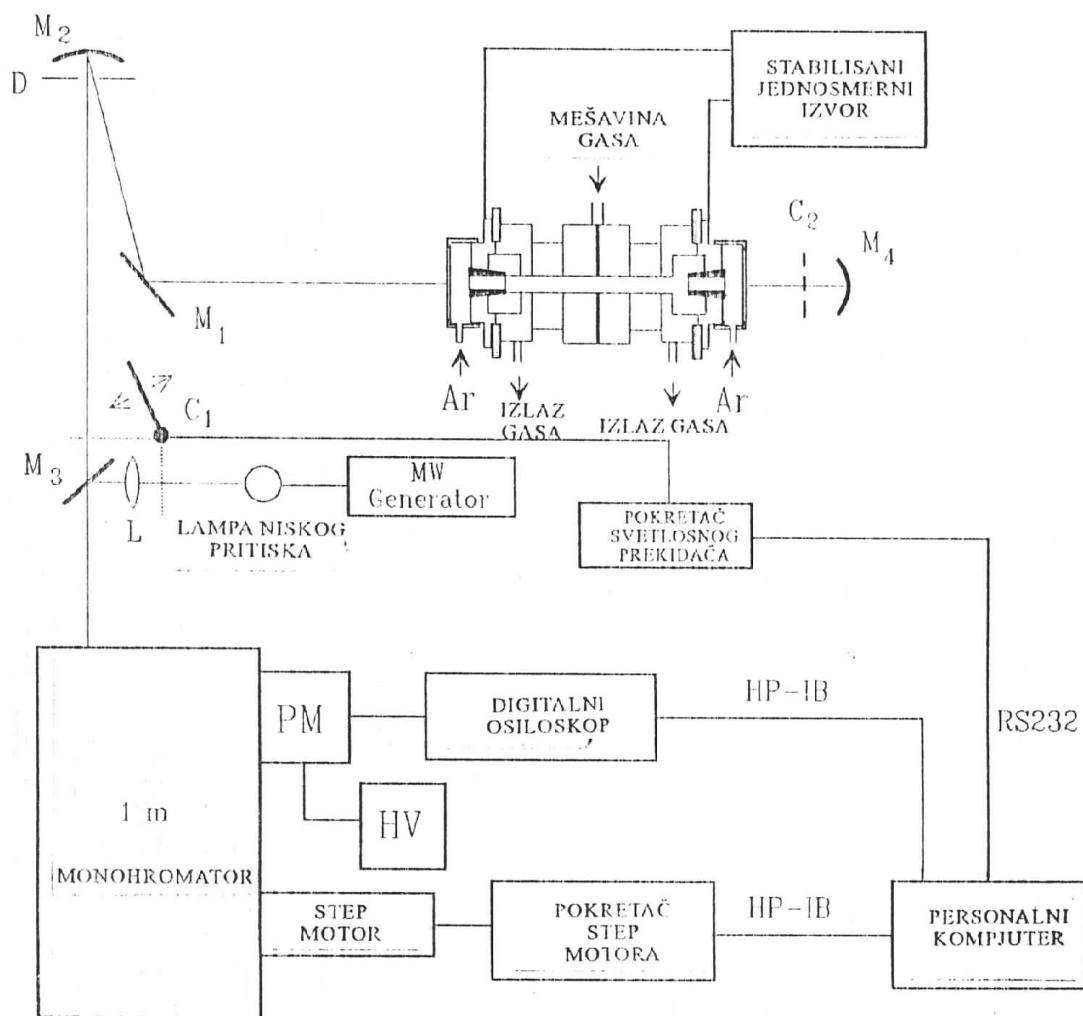
## 2.4. Optički sistem

Na slici 2.4.1. dat je šematski prikaz eksperimentalne postavke mernog sistema. Optičko poravnavanje sistema vrši se pomoću *He - Ne* lasera postavljenog iza luka, a optički put laserskog zraka, odnosno kasnije zračenja iz plazme stabilisanog električnog luka, prikazan je na slici 2.4.1.

Spektroskopsko posmatranje se vrši duž ose luka kroz otvor na katodi prečnika 3,2 mm. Lik plazme projektuje se pomoću jednog ravног i jednog sfernog ogledala na ulaznu pukotinu monohromatora. Na sfernom ogledalu se nalazi dijafragma prečnika 15 mm, čime je obezbeđeno posmatranje zračenja samo iz vrlo uzanog konusa oko ose luka. Izborom sfernog ogledala i njegovim položajem u odnosu na luk i monohromator, obezbeđeno je potpuno osvetljavanje disperzione rešetke monohromatora. Na izlazu monohromatora nalazi se fotomultiplikator, koji je priključen na izvor visokog napona. Signal sa fotomultiplikatora vodi se na digitalni osciloskop.

Iza luka je postavljeno sferno ogledalo žižne daljine 13 cm. Ovo ogledalo je postavljeno na rastojanje dvostrukе žižne daljine od centra luka. Između ogledala i luka nalazi se svetlosni prekidač. Ova kombinacija svetlosnog prekidača i ogledala služi za proveru samoapsorpcije.

U blizini monohromatora (sl. 2.4.1.) postavljen je referentni izvor koji radi na niskom pritisku i služi kao referentni izvor prilikom merenja Starkovih pomeraja spektralnih linija. Za usmeravanje zračenja iz cevi prema ulaznoj pukotini monohromatora služi delimično propusno ogledalo, koje istovremeno obezbeđuje i prolaz zračenja iz luka. Ovo je ravno ogledalo i ima oblik kružne staklene ploče. Debljina refleksivnog sloja menja se po obimu kruga, tako da se obrtanjem ogledala oko svoje



Slika 2.4.1. šematski prikaz eksperimentalne postavke mernog sistema.

ose može regulisati odnos intenziteta zračenja koje dolazi iz cevi i iz luka i koje pada na ulaznu pukotinu monohromatora.

Optičko poravnavanje sistema cev - delimično reflektujuće ogledalo - monohromator, vrši se pomoću *He - Ne* lasera, postavljenog iza cevi. Prilikom ovog poravnavanja skine se fotomultiplikator sa izlazne pukotine monohromatora i pomeranjem delimično reflektujućeg ogledala podesi se da zrak iz ovog *He - Ne* lasera padne u istu tačku na zaklonu iza monohromatora u koju istovremeno pada i zrak koji dolazi iz *He - Ne* lasera koji je postavljen iza luka.

## 2.5. Određivanje instrumentalne poluširine

Određivanje instrumentalne poluširine je potrebno izvršiti radi korekcije poluširine eksperimentalnog profila. Instrumentalna poluširina zavisi od širine ulazne i izlazne pukotine monohromatora i talasne dužine zračenja.

Kao spektralni izvor za određivanje instrumentalne poluširine korišćeni su izvori svetlosti niskog pritiska i to lampa sa šupljom katodom i lampa pobudena na emitovanje svetlosti zračenjem iz mikrotalasnog izvora. Spektralne linije emitovane iz pomenutih izvora odlikuju se veoma malom poluširinom, bliskom prirodoj poluširini. To znači da će poluširina snimljenih profila iz navedenih izvora, biti ustvari instrumentalna poluširina linije.

U konkretnom eksperimentu širine ulazne i izlazne pukotine monohromatora su bile  $15 \mu m$ , kroz cev šuplje katode je strujao vodonik pod niskim pritiskom, a napon između elektroda je približno iznosio  $2 kV$ . Izmerena instrumentalna poluširina iznosi  $0,02 nm$ .

Profili linija snimljenih iz izvora pod niskim pritiskom prikazani su u okviru V glave sl. 5.1.3. i 5.2.3., gde su dati kompletни rezultati eksperimenta.

## *Glava III*

# Dijagnostika plazme

Elektronska koncentracija je određena na osnovu poluširine vodonične  $H_{\beta}$  linije. Ova linija Balmerove serije vodonika se često koristi za ovakva merenja, jer se nalazi u pogodnoj oblasti spektra, vrlo je široka i intenzivna. Elektronska koncentracija je određivana na osnovu teorijski date zavisnosti između poluširine  $H_{\beta}$  linije i elektronske koncentracije. Greška kod određivanja elektronske koncentracije ovom metodom za  $H_{\beta}$  liniju iznosi 5 do 10%.

Elektronska temperatura se može određivati na više načina. Prema uslovima koji vladaju u plazmi stabilisanog električnog luka, elektronska temperatura bi se mogla određivati iz odnosa dve ili više linija ili na osnovu sastava plazme.

### **3.1. Određivanje elektronske koncentracije**

Elektronska koncentracija je određivana iz poluširina Starkovih profila  $H_{\beta}$  linija. Kod linija vodonika i njemu sličnih jona izražen je linearni Starkov efekat izazvan jonskim poljem, dok je uticaj elektrona u ovom slučaju znatno manji. Poluširina spektralne linije u slučaju linearog Starkovog efekta proporcionalna je sa  $N^{2/3}$ , za razliku od

kvadratičnog Starkovog efekta gde je poluširina direktno proporcionalna elektronskoj koncentraciji. Treba naglasiti da poluširina  $H_\beta$  linije vrlo slabo zavisi od temperature.

Na slici 3.1.1. dat je primer eksperimentalnog profila  $H_\beta$  linije. Za razliku od posmatranih profila linija  $OI 436,83 nm$  i  $CI 538,034 nm$ , profil  $H_\beta$  linije snimljen je pomoću pisača. Na slici 3.1.2. prikazana je zavisnost poluširine  $H_\beta$  linije u funkciji elektronske koncentracije, gde je kao parametar uzeta temperatura (od  $9000 K$  i  $10000 K$ ). To su vrednosti temperature između kojih se kretala elektronska temperatura u toku ovog eksperimenta. Merenjem poluširine eksperimentalnog profila  $H_\beta$  linije, može se sa grafika na slici 3.1.2. odrediti elektronska koncentracija. Snimanje profila  $H_\beta$  linije, (sl. 3.1.1.), je izvedeno pri brzini monohromatora od  $1 nm/min$  i brzini pisača od  $60 mm/min$ .

Uzimajući u obzir da je u pitanju linearni Starkov efekat i zanemarujući uticaj dalekih jona Griem, Kolb i Shen [18, 19] su dali opšti izraz za profil linija vodonika i njemu sličnih jona:

$$I(\omega) = -\frac{1}{\pi} R_e T_r \int_0^{\infty} dF W(F) [\Delta d(i\Delta\omega - iCF + \phi)^{-1}] \quad (3.1.1.)$$

Gde je  $\Delta\omega$  - rastojanje u jedinicama frekvencije od centra neperturbovane linije, a  $C$  - operator čije su matrične elemente računali Hugehes [20] i Tarter [21].

Teorijska izračunavanja Starkovih profila vodoničnih linija koja su izveli Kepple i Griem [22] (modifikovana sudarna teorija) i Vidal, Cooper i Smith [23, 24, 25] (unificirana teorija), obično su predstavljena tabelarno u obliku funkcije:

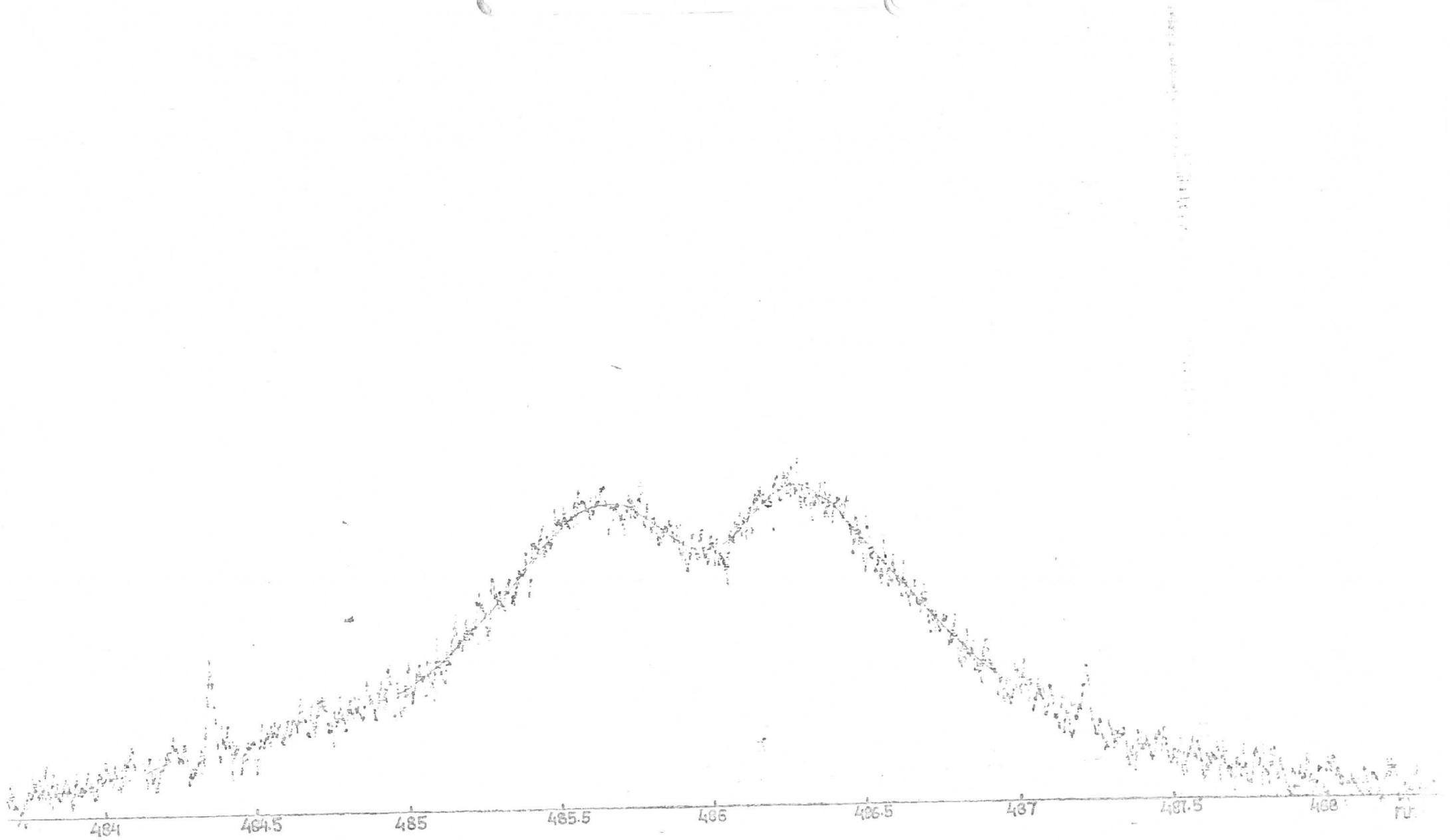
$$S(\alpha) = I(\omega) \left| \frac{d\omega}{d\alpha} \right| \approx \frac{2\pi c F_0}{\lambda_0^2} I(\omega) \quad (3.1.2.)$$

koja zadovoljava uslov normiranja:

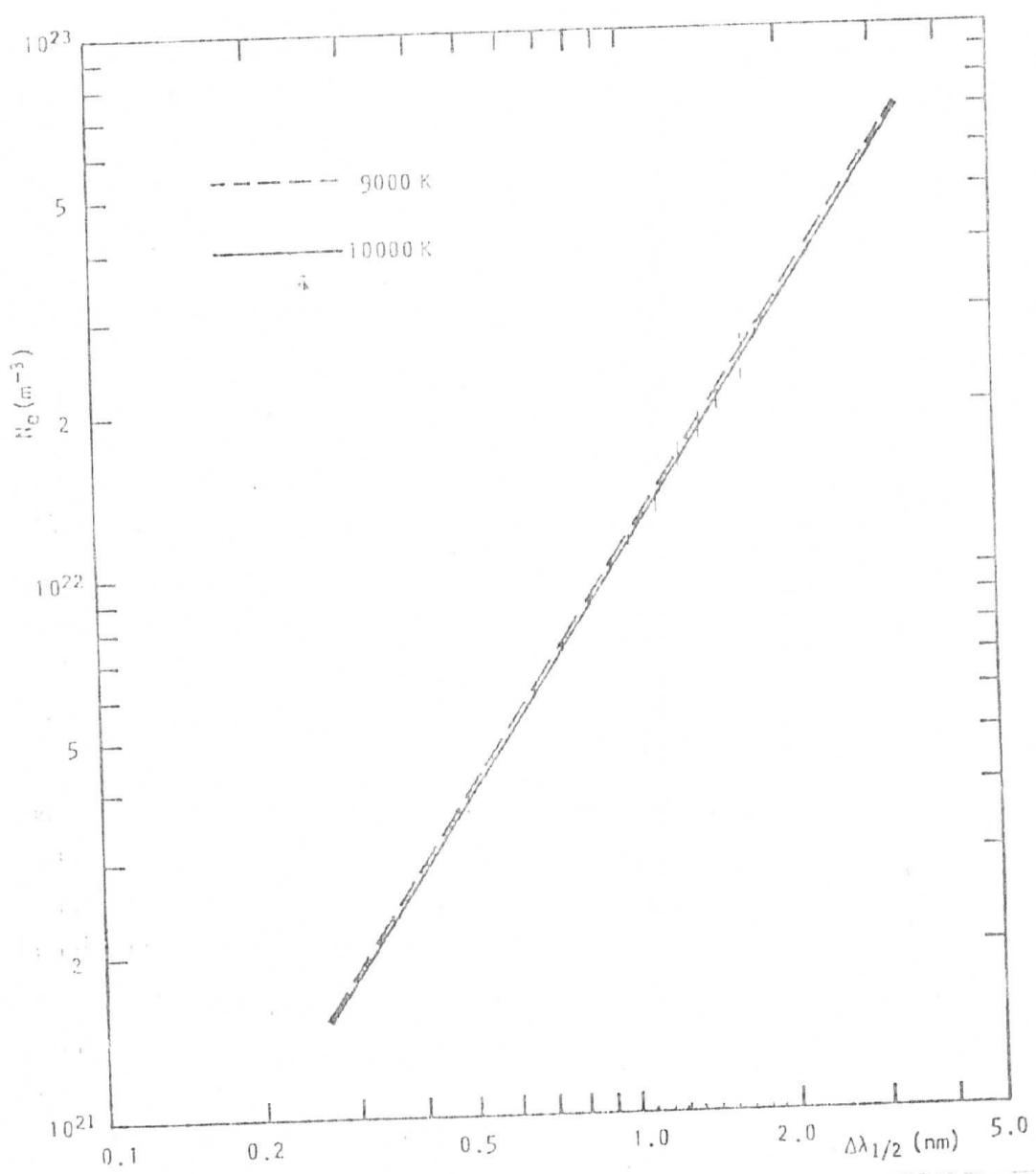
$$\int_{-\infty}^{\infty} S(\alpha) d\alpha = 1 \quad (3.1.3.)$$

gde je sa  $\alpha$  - označeno redukovano rastojanje od centra linije

$$\alpha = \frac{\Delta\lambda}{F_0} \approx -\frac{\Delta\omega \lambda_0^2}{2\pi c F_0} \quad (3.1.4.)$$



Slika 3.1.1. Snimak profila  $H_{\beta}$  linije



Slika 3.1.2. Teorijska zavisnost poluširine  $H_\beta$  linije od elektronske koncentracije

pri čemu je  $F_0$  - normalna Holtsmarkova jačina polja, a  $\Delta\lambda$  i  $\Delta\omega$  - su rastojanja od neperturbovane talasne dužine  $\lambda_0$  - izražene u jedinicama talasne dužine i ugaone frekvencije.

Ako se pređe na skalu talasnih dužina, profil linije se može izraziti kao:

$$I(\lambda) = S(\alpha) \frac{d\alpha}{d\lambda} = F_0^{-1} S(\alpha) \approx \frac{2\pi c}{\lambda_0^2} I(\omega) \quad (3.1.5.)$$

Na osnovu izraza (3.1.4.) i izraza:

$$F_0 = 2\pi \left( \frac{4}{15} \right)^{2/3} |Z_p e| N_p^{2/3} \approx 1,25 \cdot 10^{-9} Z_p N_p^{2/3} \quad (3.1.6.)$$

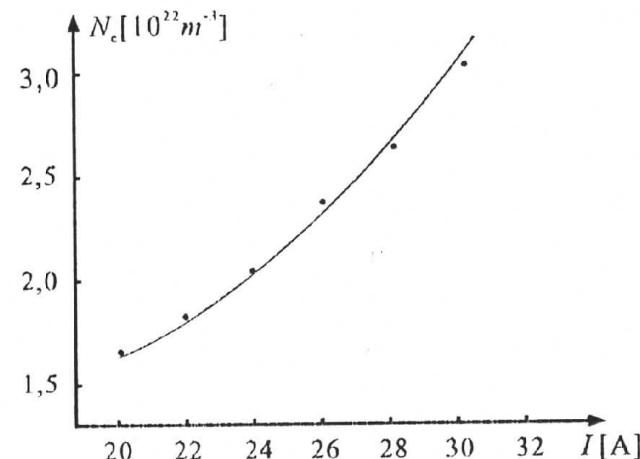
gde je  $Z_p$  - stepen nanelektrisanja perturbera, a  $N_p$  - koncentracija perturbujućih čestica, može se zaključiti da je poluširina spektralne linije u slučaju linearog Starkovog efekta proporcionalna sa  $N^{2/3}$ , za razliku od kvadratičnog Starkovog efekta gde je poluširina direktno proporcionalna elektronskoj koncentraciji.

Pri određivanju elektronske koncentracije u ovom eksperimentu je korišćena Vidal, Cooper, Smith [25] teorija za Balmerovu  $H_\beta$  liniju, koja uzima u obzir i Dopplerov efekat. Mada je doprinos Dopplerovog širenja na vrlo veliku Starkovu širinu  $H_\beta$  linije u uslovima ovog eksperimenta vrlo mali, to je jedini mehanizam širenja o kome bi se u ovom slučaju još moglo govoriti. Na primer, za temperaturu od 10000 K, kada je poluširina eksperimentalnog profila  $H_\beta$  linije 2,2 nm, Dopplerova poluširina je 0,035 nm.

Pri snimanju zavisnosti elektronske koncentracije od jačine struje luka korišćena je smeša gasova  $Ar$  (66%) +  $O_2$  (30%) +  $H_2$  (4%). Izmerene vrednosti koncentracije ( $N_e$ ) u funkciji struje luka ( $I$ ) tabelarno su predstavljene na tabeli 3.1.3., a odgovarajuća funkcionalna zavisnost grafički je predstavljena na slici 3.1.4.

$I$ [A]	$N_e$ [ $10^{22} m^{-3}$ ]
20	1,68
22	1,835
24	2,05
26	2,40
28	2,65
30	3,05

Tabela 3.1.3.



Slika 3.1.4. Funkcionalna zavisnost elektronske koncentracije ( $N_e$ ) od struje luka ( $I$ )

### 3.2. Određivanje elektronske temperature

Određivanje elektronske temperature iz sastava plazme zahteva kompletну termodinamičku ravnotežu.

Raspodela elektrona po energetskim nivoima, određena je isključivo sudarnim procesima, odnosno sudarni procesi dominiraju nad radijativnim. Ovi procesi treba da se dešavaju tako brzo da raspodela elektrona zavisi trenutno od bilo koje promene u uslovima plazme. U tom slučaju, svaki proces je praćen inverznim procesom sa istom verovatnoćom po principu detaljne ravnoteže. Mada se temperatura i elektronska koncentracija mogu menjati u prostoru i vremenu, posmatrana populacija energetskih nivoa atoma u bilo kojoj tački i u bilo kom trenutku zavisi samo od lokalne vrednosti elektronske koncentracije i temperature.

Slobodni elektroni imaju Maxwellovu raspodelu po brzinama:

$$dN_V = 4\pi N_e \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) V^2 dV \quad (3.2.1.)$$

a populacija energetskih nivoa data je Boltzmanovom i Saha jednačinom.

Boltzmanova jednačina ima oblik:

$$\frac{N_l}{N_k} = \frac{g_l}{g_k} \frac{\exp\left(-\frac{E_l}{kT}\right)}{\exp\left(-\frac{E_k}{kT}\right)} \quad (3.2.2.)$$

gde su  $N_l$  i  $N_k$  populacije nivoa  $l$  i  $k$ ,  $g_l$  i  $g_k$  su statističke težine, a  $E_l$  i  $E_k$  su energije tih nivoa.

Da bi se povezala koncentracija  $N_l$  sa ukupnom koncentracijom čestica datog tipa  $N = N_1 + N_2 + \dots$  na osnovu izraza (3.2.2.) može se napisati [7]:

$$\frac{N}{N_1} = \sum_{l=1}^{l_{\max}} \frac{N_l}{N_1} = \frac{1}{g_1} \sum_{l=1}^{l_{\max}} g_l \exp\left(-\frac{E_l}{kT}\right) = \frac{Z(T)}{g_1} \quad (3.2.3)$$

gde je:

$$Z(T) = \sum_{l=1}^{l_{\max}} g_l \exp\left(-\frac{E_l}{kT}\right) = g_1 + g_2 \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right) + \dots \quad (3.2.4.)$$

i naziva se statistička suma ili particiona funkcija. Na osnovu toga, odnos koncentracija  $N_1$  i  $N$  se može napisati kao:

$$\frac{N_1}{N} = \frac{g_1}{Z(T)} \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right) \quad (3.2.5.)$$

Veza između koncentracije jednostruko ionizovanih atoma u osnovnom stanju  $N_1^+$ , odgovarajuće koncentracije neutralnih atoma na  $K$ -tom nivou  $N_k$  i koncentracije slobodnih elektrona data je Saha jednačinom:

$$\frac{N_e N_1^+}{N_k} = 2 \frac{g_1^+}{g_k} \left( \frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_k}{kT}\right) \quad (3.2.6.)$$

Ako se uvede statistička suma  $Z(T)$  za neutralne atome i  $Z^+(T)$  za jone, na osnovu izraza (3.2.3.), može se napisati Saha jednačina u obliku:

$$\frac{N_e N^+}{N} = 2 \frac{Z^+(T)}{Z(T)} \left( \frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_j}{kT}\right) \quad (3.2.7.)$$

gde je  $N^+ = N_1^+ + N_2^+ + \dots$ , a  $E_j$  je energija jonizacije. Saha jednačina se može uopštiti i na slučaj višestruko ionizovanih komponenti:

$$\frac{N_e N^z}{N^{z-1}} = 2 \frac{Z^z(T)}{Z^{z-1}(T)} \left( \frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_j^z}{kT}\right) \quad (3.2.8.)$$

gde je sa  $z$  označen broj koji pokazuje koliko je puta atom ionizovan.

U plazmi se osim elektrona nalaze još i joni i neutralni atomi, čiji broj zavisi od pritiska i stepena jonizacije. Različite vrste čestica mogu imati i različitu raspodelu po brzinama. U većini laboratorijskih plazmi viših koncentracija elektroni imaju Maxwellovu raspodelu po brzinama. Tada se definiše kinetička temperatura elektrona u plazmi. Često je to slučaj i sa jonima. Međutim zbog velike razlike u masi između elektrona i jona, njihove temperature mogu biti različite. Da li će temperature različitih čestica biti jednakе zavisi od uslova ( $N_e, T$ ) u plazmi. Kada u posmatranoj plazmi preovladavaju sudarni procesi, može se govoriti o lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži.

Kolesnikov [26] i Richter [27] su eksperimentalno pokazali da se u argonskoj plazmi lokalna termodinamička ravnoteža ostvaruje za elektronske koncentracije iznad  $5 \cdot 10^{21} m^{-3}$ . Elektronske koncentracije su u ovom eksperimentu bile za red veličine više od te vrednosti.

Stabilisani električni luk, koji je korišćen kao izvor plazme u ovom eksperimentu, poznat je kao izvor koji dobro zadovoljava uslove lokalne termodinamičke ravnoteže.

Osim elektrona, u sastavu plazme se nalaze i neutralni atomi i joni i ako plazma postoji kao idealan gas, pritisak plazme se može napisati u obliku:

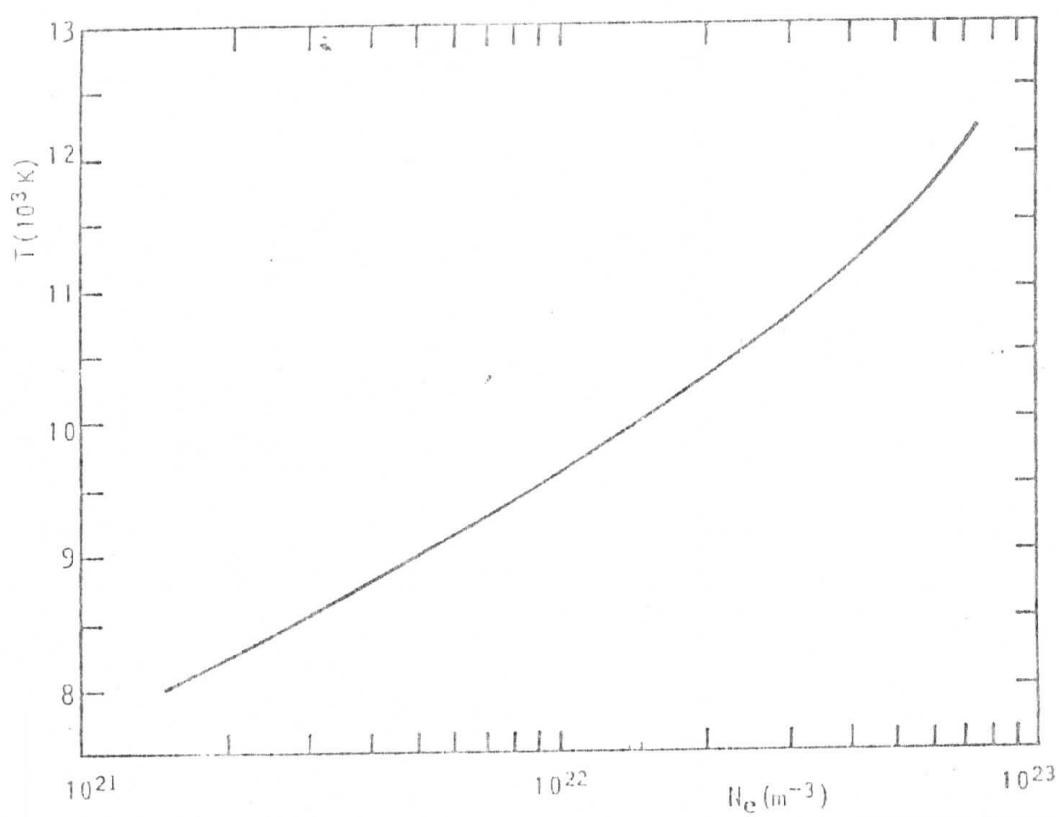
$$P = kT \left( N_e + \sum_{z,\alpha} N_\alpha^z \right) \quad (3.2.9.)$$

gde je sa  $\alpha$  označena vrsta čestica. Ako se ograničimo na čistu argonsku plazmu, pritisak se može izraziti kao:

$$P = kT(N_e + N_0 + N_1 + N_2 + \dots) \quad (3.2.10.)$$

gde je sa  $N_0$  označena koncentracija neutralnih atoma argona, sa  $N_1$  koncentracija jednostruko jonizovanih atoma itd. Uzimajući u obzir da luk radi na atmosferskom pritisku i da je  $N_e = N_1$ , pomoću jednačine Saha i izraza 3.2.10., može se izračunati koncentracija neutralnih atoma i koncentracija višestruko jonizovanih atoma u funkciji temperature. Takav proračun izveli su Popenoe i Shumaker [28] na isti način kao i Drelichshak, Knopp i Cambel [29]. Popenoe i Shumaker [28] su tabelarno predstavili vrednosti koncentracije za pojedine čestice u funkciji temperature, a takođe su izračunali i odgovarajuće statističke sume. Oni su u svom računu zanemarili postojanje trostruko jonizovanih atoma argona za temperature niže od  $20000 K$ , mada je i koncentracija dvostruko jonizovanih atoma vrlo mala. Na primer, za temperaturu od  $10000 K$  ova koncentracija je za osam redova veličine manja od koncentracije elektrona. Zavisnost elektronske temperature od elektronske koncentracije za čistu argonsku plazmu na osnovu proračuna Popenoea i Shumakera [28], prikazana je grafički na slici 3.2.1.

Na osnovu radova Voigta i Robertsa [30], Mara, Czernichowskog, Chapellea [31] i Vacquiea, Gleizesa i Kafrounia [32], procenjena je oko 10% niža temperatura u odnosu na proračun Popenoa i Shumakera [28] i kretala se od 9700 do  $10000 K$ .



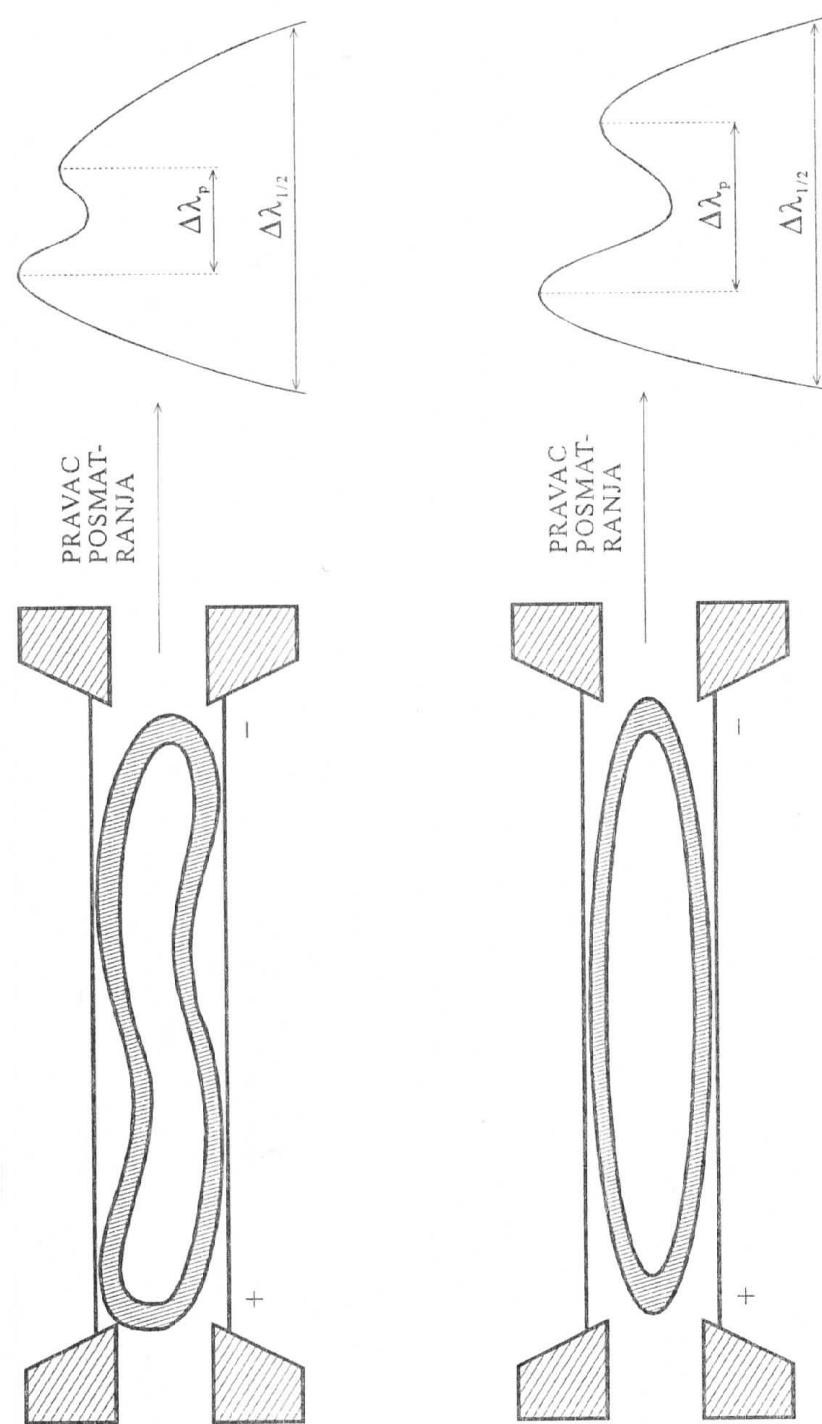
Slika 3.2.1. Zavisnost temperature od elektornske koncentracije za argonsku plazmu

## *Glava IV*

# Obrada eksperimentalnih podataka

## **4.1. Test homogenosti plazme stabilisanog luka**

U slučaju kada je kanal u kome gori luk isuviše širok ili ako je jačina struje mala, može doći do krivljenja plazmenog stuba, odnosno do nehomogenosti posmatrane plazme. Ako se spektroskopsko posmatranje vrši duž ose luka, tada se može posmatrati i zračenje koje dolazi iz slojeva u kojima postoji gradijent elektronske koncentracije i temperature. Dakle, ako se posmatra zračenje iz različitih slojeva plazme, zbog nestabilnosti plazmenog stuba u prostoru i vremenu, to će se odraziti na oblik spektralnih linija. U slučaju nestabilnog plazmenog stuba dolazi do primetnog smanjenja rastojanja između maksimuma  $H_{\beta}$  linije. Maksimumi  $H_{\beta}$  linije su osim toga i nešto prošireni, tako da će i centralno udubljenje takođe biti manje. Razmak između maksimuma  $H_{\beta}$  linije



Slika 4.1.1. Ilustracija za test homogenosti plazme

podeljen sa poluširinom linije ( $\Delta\lambda_p/\Delta\lambda_{1/2}$ ) može biti vrlo dobra indikacija homogenosti plazme.

Teorijski proračuni Kepplea i Griema [22] daju za odnos  $\Delta\lambda_p/\Delta\lambda_{1/2}$  vrednost 0,35, a Vidala, Coopera i Smitha [25] vrednost 0,37. Eksperimentalni rezultati Wiesea [33] 0,36 i Helbiga i Nicka [34] 0,354 pokazuju dobro slaganje sa teorijskim predviđanjima.

Ilustracija za test homogenosti plazme je prikazana na slici 4.1.1., a eksperimentalni profil  $H_\beta$  linije snimljen u ovom eksperimentu prikazan je na slici 3.1.1. Očitavajući sa slike 3.1.1. vrednosti za  $\Delta\lambda_p = 0,63 \text{ nm}$  i  $\Delta\lambda_{1/2} = 1,75 \text{ nm}$  dobijam odnos:

$$\frac{\Delta\lambda_p}{\Delta\lambda_{1/2}} = \frac{0,63}{1,75} = 0,36 \quad (4.1.1.)$$

koji se dobro slaže sa teorijskim predviđanjima, čime je potvrđeno da je plazma u toku eksperimenta bila homogena.

## 4.2. Samoapsorpcija spektralnih linija u plazmi

U svakom izvoru plazme konačne dužine, može doći do pojave samoapsorpcije. Samoapsorpcija može biti značajno izražena ako zračenje koje dolazi iz centra plazme prolazi kroz hladan sloj plazme u kome se takođe nalaze atomi iste vrste kao i atomi od kojih potiče zračenje iz centra plazme. Takav hladan sloj plazme u kome postoji veliki gradijent elektronske koncentracije i temperature je npr. sloj plazme u blizini elektrode. Zato se može dobiti deformisani profil linije, odnosno može se načiniti velika greška prilikom određivanja pojedinih parametara eksperimentalnih profila spektralne linije.

Intenzitet zračenja, koje emituje plazma debljine  $l$  u uslovima lokalne termodinamičke ravnoteže, dat je izrazom:

$$I_\lambda = B_{\lambda,T} [1 - \exp(-K_\lambda l)] \quad (4.2.1.)$$

gde je  $B_{\lambda,T}$  Planckova funkcija, a  $K_\lambda$  koeficijent apsorpcije, koji je sa koeficijentom emisije  $\varepsilon_\lambda$  povezan relacijom:

$$\varepsilon_\lambda = K_\lambda B_{\lambda,T} \quad (4.2.2.)$$

Ako je apsorpcija mala, odnosno ako je optička debljina plazme za datu spektralnu liniju  $\tau_\lambda = K_\lambda l \ll 1$ , onda se izraz 4.2.1. može razviti u red i zanemarivanjem viših članova reda može svesti na:

$$I_\lambda \approx B_{\lambda,T} K l \quad (4.2.3.)$$

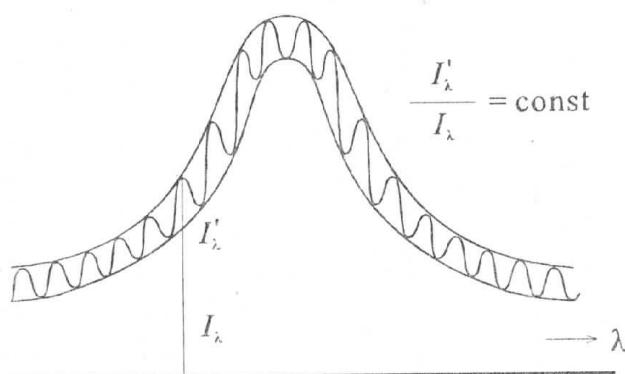
Ako se funkcija  $B_{\lambda,T}$  može smatrati konstantnom u intervalu talasnih dužina koji obuhvata spektralnu liniju, tada je u slučaju optički tanke plazme intenzitet zračenja  $I_\lambda$  proporcionalan apsorpcionom koeficijentu. Ovaj uslov se mora proveravati u svakom pojedinačnom slučaju pre bilo kakve analize eksperimentalnog profila.

U dugom slučaju, optički debele plazme, kada važi uslov  $\tau_\lambda = K_\lambda l \gg 1$ , iz izraza 4.2.1. direktno sledi da je:

$$I_\lambda \approx B_{\lambda,T} \quad (4.2.4.)$$

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

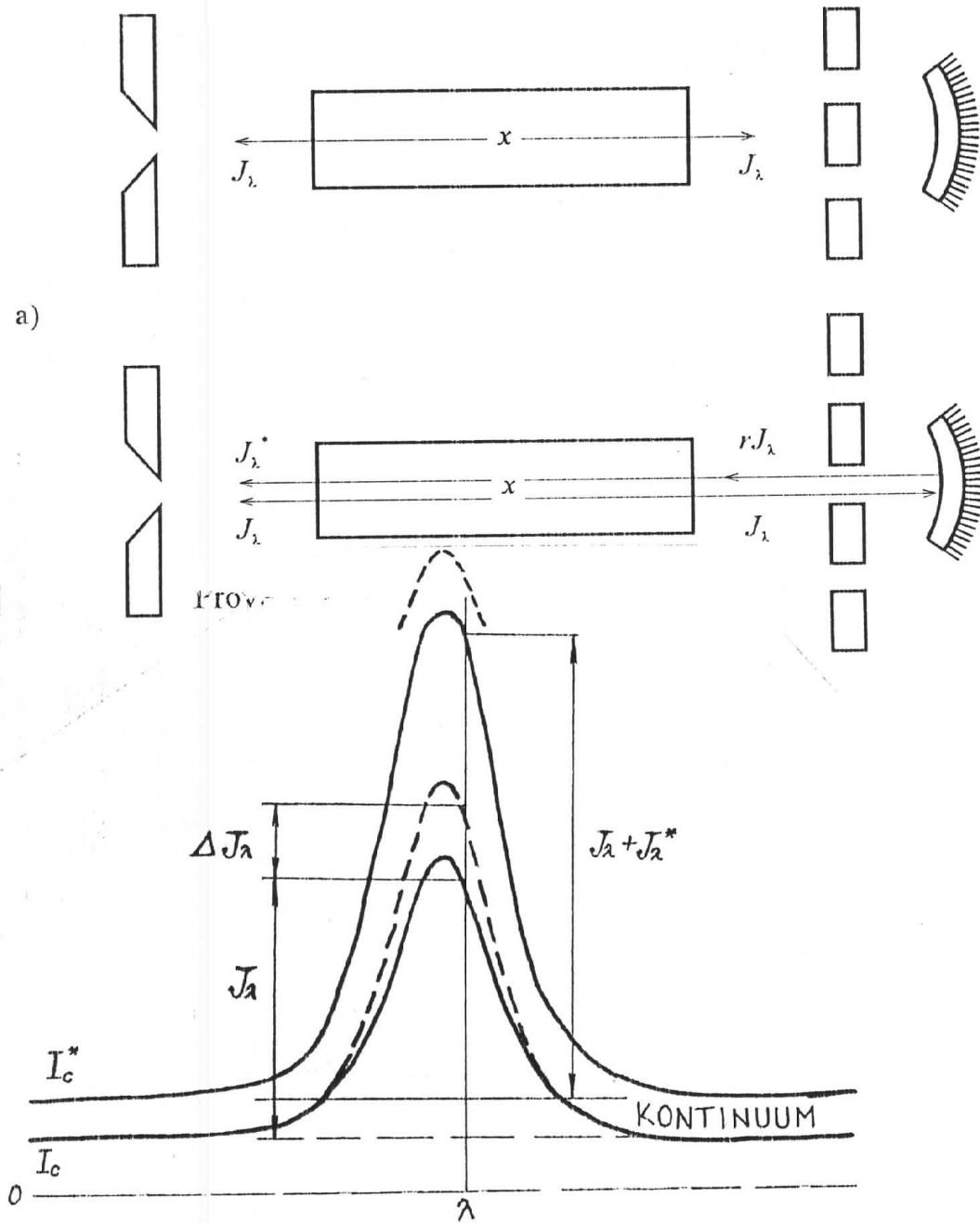
Kako apsorpcioni koeficijent ima maksimalnu vrednost u centru linije, profil će najviše biti deformisan u centru i u blizini centra spektralne linije. Ako proizvod  $K_\lambda l$  nije suviše velik, tj. ako je  $K_\lambda l \leq 1$ , tada se profil linije za slučaj optički tanke plazme može dobiti korekcijom na samoapsorpciju.



Slika 4.2.1. Primer eksperimentalnog profila spektralne linije snimljenog uz korišćenje zadnjeg ogledala i svetlosnog prekidača

Radi kontrole pojave samoapsorpcije i eventualne korekcije intenziteta zračenja na samoapsorpciju, iza izvora plazme je postavljeno jedno sferno ogledalo na rastojanju jednakom dvostrukoj žižnoj daljini od centra izvora zračenja. Između ovog ogledala i stabilisanog luka, odnosno izvora plazme, obrće se svetlosni prekidač i na taj način otvara ili zatvara optički put između sfernog ogledala i izvora plazme. Na taj način se na ulaznu pukotinu monohromatora dovodi naizmenično zračenje iz plazme stabilisanog luka sa ili bez povratnog zračenja odbijenog od sfernog ogledala postavljenog iza luka.

Pроверавање да ли је линија апсорбована и израчунавање колико је самоапсорпција своди се на упоредивање интензитета зрачења из плазме, са интензитетом када постоји и повратно зрачење, и то у области таласних дужина где се налази спектрална линија и у области дaleкој од центра линије, тј. на месту где постоји само континуално зрачење и где нema апсорпције.



Slika 4.2.2. Šematski приказ пролaska зрачења кроз плазму и приказ одговарајућих интензитета зрачења на примеру спектралне линије

Na slici 4.2.2.a dat je šematski prikaz prolaska zračenja kroz plazmu u slučaju direktnog zračenja ( $I_\lambda$ ) i u slučaju kada postoji i reflektovano zračenje ( $I_\lambda^*$ ), a na slici 4.2.2.b prikazani su odgovarajući intenziteti zračenja na primeru spektralne linije. Punom linijom je označen apsorbovani profil, a isprekidanom linijom korigovani odnosno pravi profil linije.

Kako apsorpcioni koeficijent ima najveću vrednost u centru linije, a na kontinuumu ima vrednost nula, to strogo govoreći znači, da bi se rekonstuisao profil linije mora se izvršiti izračunavanje tačku po tačku duž celog profila linije. To je od značaja u slučaju vrlo širokih linija, kao što je npr.  $H_\beta$  linija.

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

$$J_\lambda = I_\lambda e^{-K_\lambda l} \quad (4.2.5.)$$

Intenzitet reflektovanog zračenja koje pada na pukotinu monohromatora nakon prolaska kroz celu dužinu plazme, može se napisati kao:

$$J_\lambda^* = r J_\lambda e^{-2K_\lambda l} = r I_\lambda e^{-3K_\lambda l} \quad (4.2.6.)$$

gde je  $r J_\lambda = I_\lambda^*$ , a  $r$  je koficijent refleksije ogledala. Prema oznakama na slici 4.2.2., može se napisati:

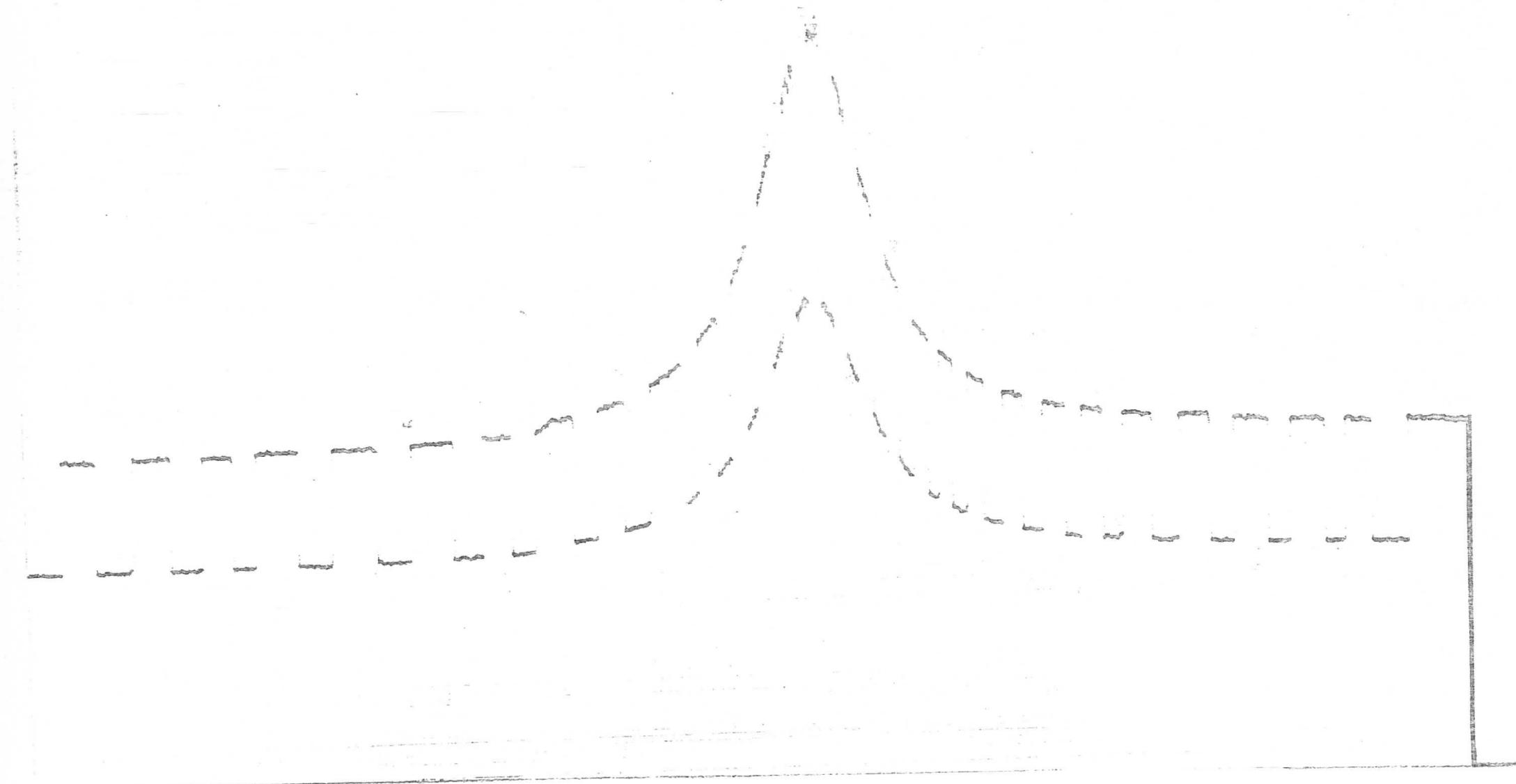
$$I_\lambda = J_\lambda + \Delta J_\lambda \quad (4.2.7.)$$

$$I_\lambda^* = J_\lambda^* + \Delta J_\lambda^* \quad (4.2.8.)$$

gde je sa  $\Delta J_\lambda$  i  $\Delta J_\lambda^*$  označena odgovarajuća korekcija na samoapsorpciju.

Koeficijent refleksije zadnjeg ogledala se može izraziti kao odnos pravih, neapsorbovanih intenziteta zračenja na nekoj talasnoj dužini  $\lambda$  koja se nalazi unutar intervala talasnih dužina spektralne linije ( $I_\lambda^*/I_\lambda$ ) ili pomoću intenziteta zračenja na kontinuumu gde nema apsorpcije:

$$r = \frac{I_\lambda^*}{I_\lambda} = \frac{I_c^* - I_c}{I_c} \quad (4.2.9.)$$



Slika 4.2.3. Eksperimentalni profil spektralne linije  $CI$  ( $538.034\text{ nm}$ ) snimljen uz korišćenje zadnjeg ogledala i svetlosnog prekidača

Konačan izraz za korekciju apsorbovanog profila na mestu talasne dužine  $\lambda$  [35] je:

$$\Delta J_\lambda = J_\lambda \left[ \left( r \frac{J_\lambda}{J'_\lambda} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (4.2.10)$$

Test na samoapsorpciju je izведен za liniju  $CI$  ( $538,034 \text{ nm}$ ) pri jačini struje luka  $I_L = 30A$ . Iza luka se nalazilo ogledalo žižne daljine  $f = 80 \text{ mm}$ . Pokazalo se da je odnos intenziteta  $I'_\lambda/I_\lambda$  konstantan u granicama eksperimentalne greške ( $I'_\lambda/I_\lambda \sim 0,65$ ) čime je dokazano da ne postoji efekat samoapsorpcije.

Eksperimentalni profil spektralne linije snimljen uz korišćenje zadnjeg ogledala i svetlosnog prekidača prikazan je na slici 4.2.3.

### 4.3. Dekonvolucija eksperimentalnih profila

Eksperimentalno dobijen profil spektralne linije  $I_E(\Delta\lambda)$  predstavlja konvoluciju Lorentzovog profila  $I_L(\Delta\lambda)$  koji sadrži doprinos prirodnog i Starkovog širenja i Gaussovog profila  $I_G(\Delta\lambda)$  koji sadrži doprinos Dopplerovog i instrumentalnog širenja. On se može napisati u obliku:

$$I_E(\Delta\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} I_L(\Delta\lambda') I_G(\Delta\lambda - \Delta\lambda') d(\Delta\lambda) \quad (4.3.1.)$$

Ako su mehanizmi širenja koji daju Gaussov i Lorentzov profil statistički nezavisni, njihova konvolucija je Voigtov profil. U tom slučaju se može izvršiti dekonvolucija, odnosno razdvajanje Lorentzovog i Gaussovog doprinosa poluširini Voigtovog profila.

Poluširina Gaussovog profila se može izraziti kao:

$$\Delta\lambda_{1/2}^G = \left[ (\Delta\lambda_{1/2}^i)^2 + (\Delta\lambda_{1/2}^D)^2 \right]^{1/2} \quad (4.3.2.)$$

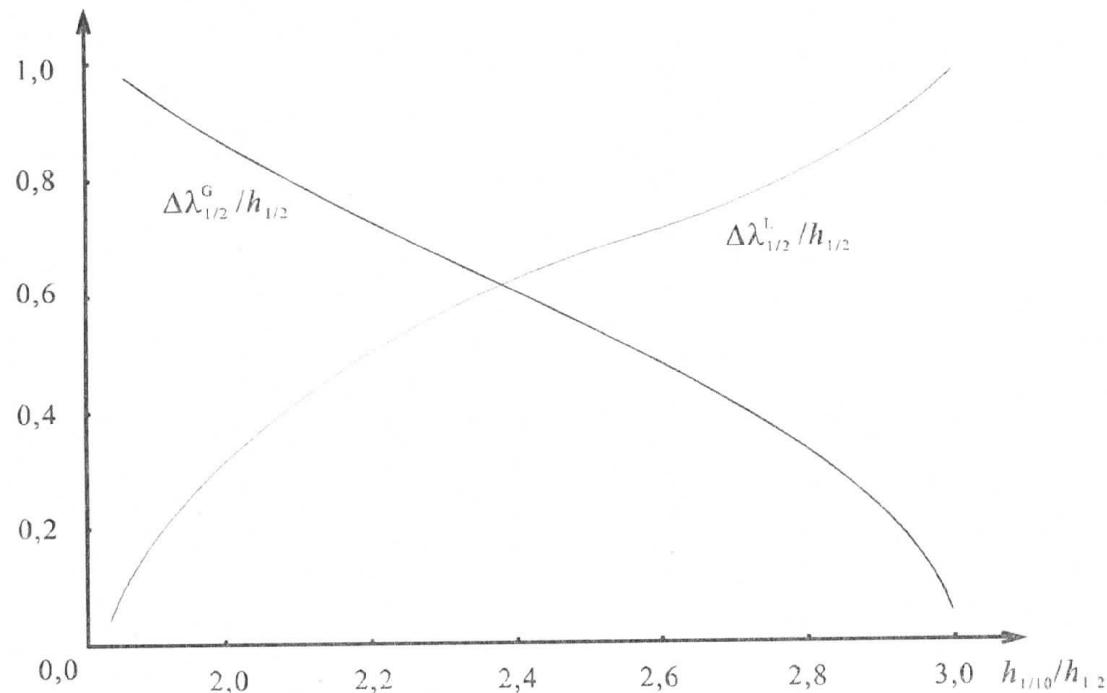
gde je sa  $\Delta\lambda_{1/2}^i$  označena instrumentalna poluširina, a sa  $\Delta\lambda_{1/2}^D$  Dopplerova poluširina. Dopplerova poluširina se izračunava pomoću izraza (1.3.6.), a instrumentalna poluširina se određuje eksperimentalno.

Lorentzova poluširina linija je u ovom slučaju u stvari Starkova poluširina, jer je prirodo širenje zanemarljivo. Ukoliko uticaja

imaju i drugi mehanizmi širenja, kao što su Van der Waalsovo širenje, tada se totalna Lorentzova poluširina dobija kao

$$\Delta\lambda_{1/2}^{TL} = \Delta\lambda_{1/2}^L + \Delta\lambda_{1/2}^O \quad (4.3.3.)$$

gde je sa  $\Delta\lambda_{1/2}^O$  označen doprinos ostalih mehanizama širenja.



Slika 4.3.1. Gaussova i Lorentzova komponenta poluširine u zavisnosti od odnosa Voigtovog profila na 1/10 i 1/2 visine profila

Davies i Vaughan [36] su tabelarno predstavili odnose  $K_1 = \Delta\lambda_{1/2}^G/h_{1/2}$  i  $K_2 = \Delta\lambda_{1/2}^L/h_{1/2}$  u funkciji  $K_3 = h_{1/10}/h_{1/2}$ , što je grafički prikazano na slici 4.3.1. Sa  $h_{1/2}$  je označena pluširina Voigtovog profila, a sa  $h_{1/10}$  - širina Voigtovog profila merena na 1/10 visine profila.

U postupku dekonvolucije prvo je potrebno odrediti odnos  $\Delta\lambda_{1/10}^E/\Delta\lambda_{1/2}^E = K_3$  kod eksperimenttalnog profila. Zatim se sa grafika

(sl. 4.3.1.) pročitaju vrednosti  $K_1$  i  $K_2$ , a tražene poluširine Gaussovog i Lorentzovog profila se tada odrede kao:

$$\Delta\lambda_{1/2}^G = K_1 \Delta\lambda_{1/2}^E \quad (4.3.4.)$$

$$\Delta\lambda_{1/2}^L = K_2 \Delta\lambda_{1/2}^E \quad (4.3.5.)$$

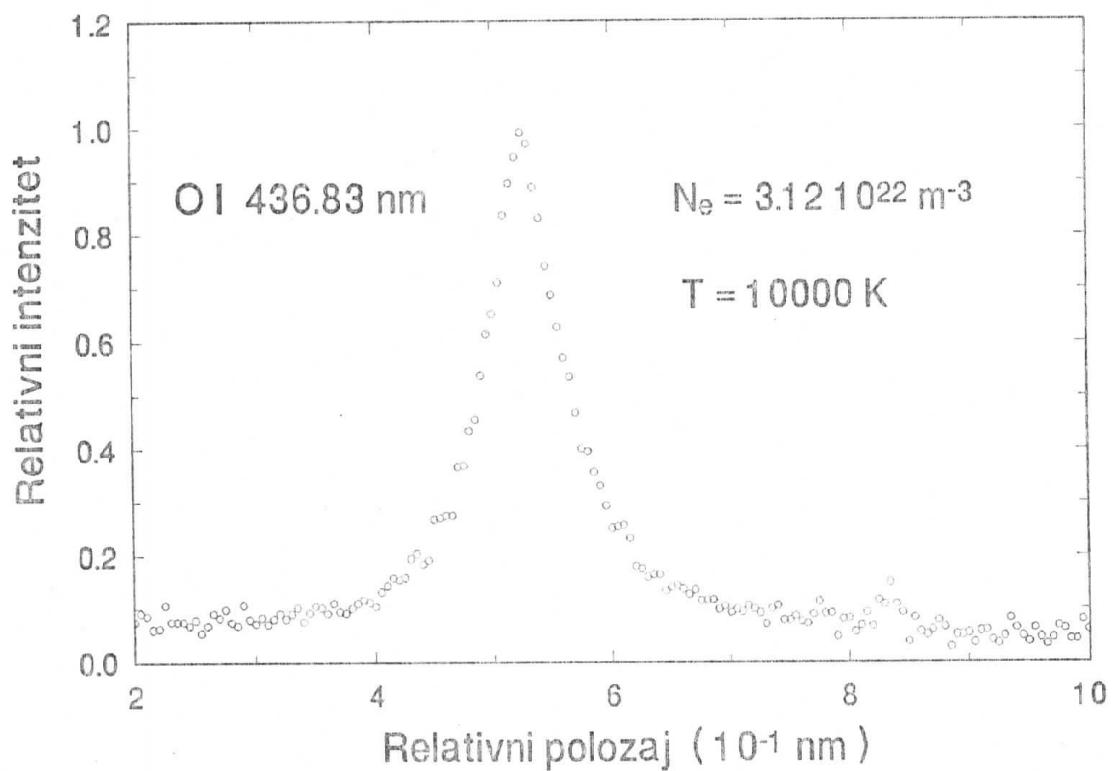
Vrednosti za  $\Delta\lambda_{1/2}^G$  dobijene korišćenjem izraza (4.3.2.) i (4.3.4.) moraju biti približno jednake ako je ceo postupak urađen pravilno. U tom slučaju izraz (4.3.5.) daje izdvojenu Lorentzovu poluširinu, odnosno traženu Starkovu poluširinu. Ako postoji i uticaj, na primer, Van der Waalsovog širenja, potrebno je izvršiti korekciju pomoću izraza (4.3.3.). Rezonatno širenje je u ovom eksperimentu bilo zanemarljivo.

## *Glava V*

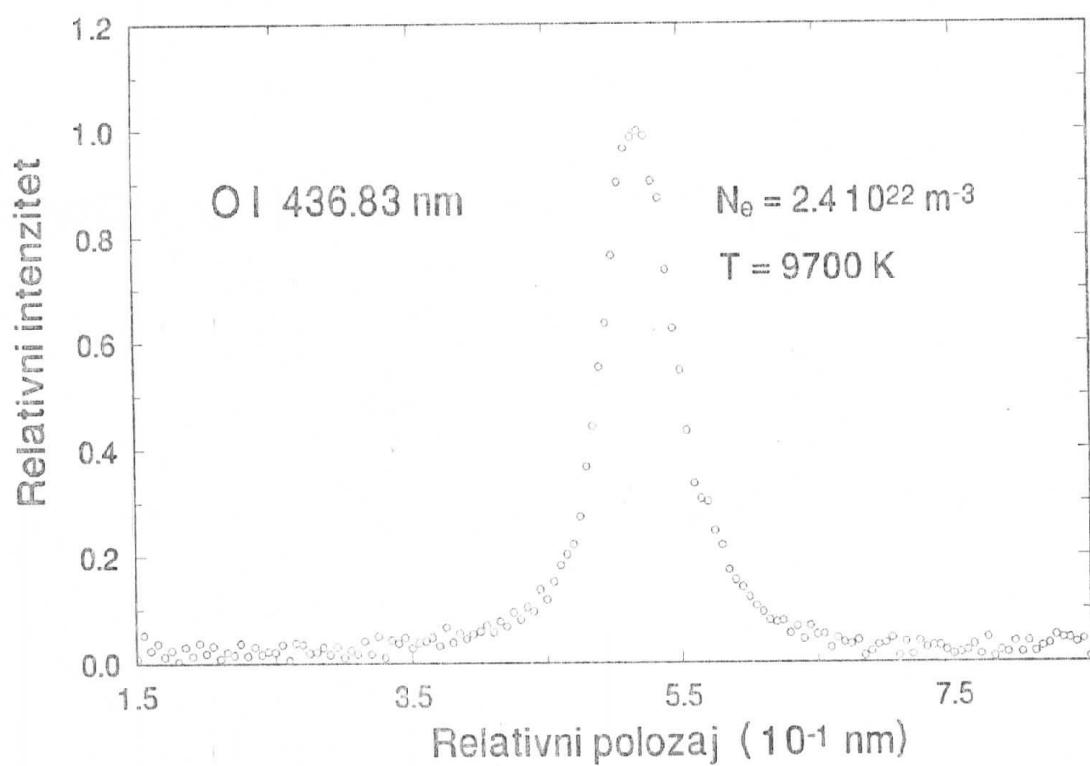
# **Rezultati merenja i upoređivanje sa teorijskim rezultatima**

## **5.1. Kiseonik $OI$ (436,83 nm)**

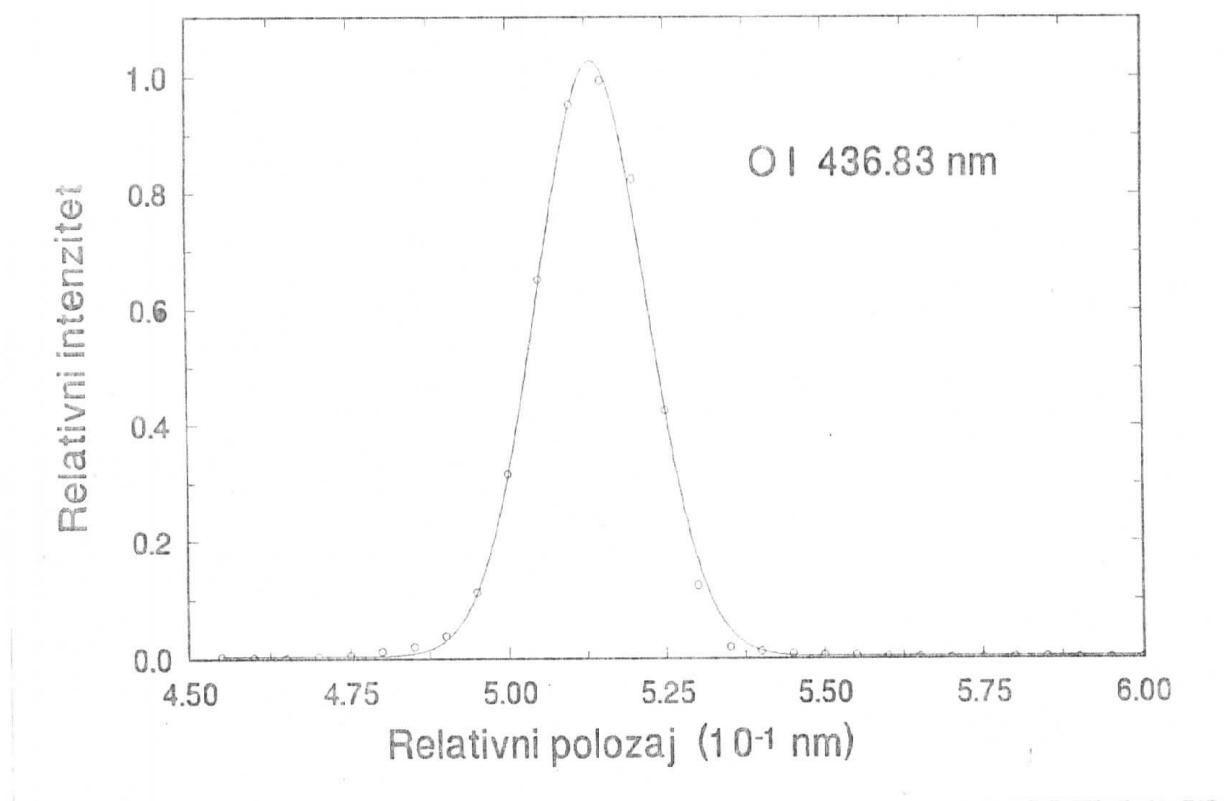
Ova spektralna linija kiseonika snimljena je na dve različite koncentracije, a pri snimanju u luku se nalazila mešavina  $Ar(66\%)+O_2(30\%)+H_2(4\%)$  pod atmosferskim pritiskom. Profili te linije na različitim koncentracijama prikazani su na slikama 5.1.1. i 5.1.2. Kao referentna linija za određivanje pomeraja (šifta) i za određivanje instrumentalne poluširine korišćena je upravo linija  $OI$  (436,83 nm), ali ovog puta snimljena iz lampe pod niskim pritiskom pobuđene na svetljenje zračenjem iz mikrotalasnog izvora (sl. 5.1.3.)



Slika 5.1.1.



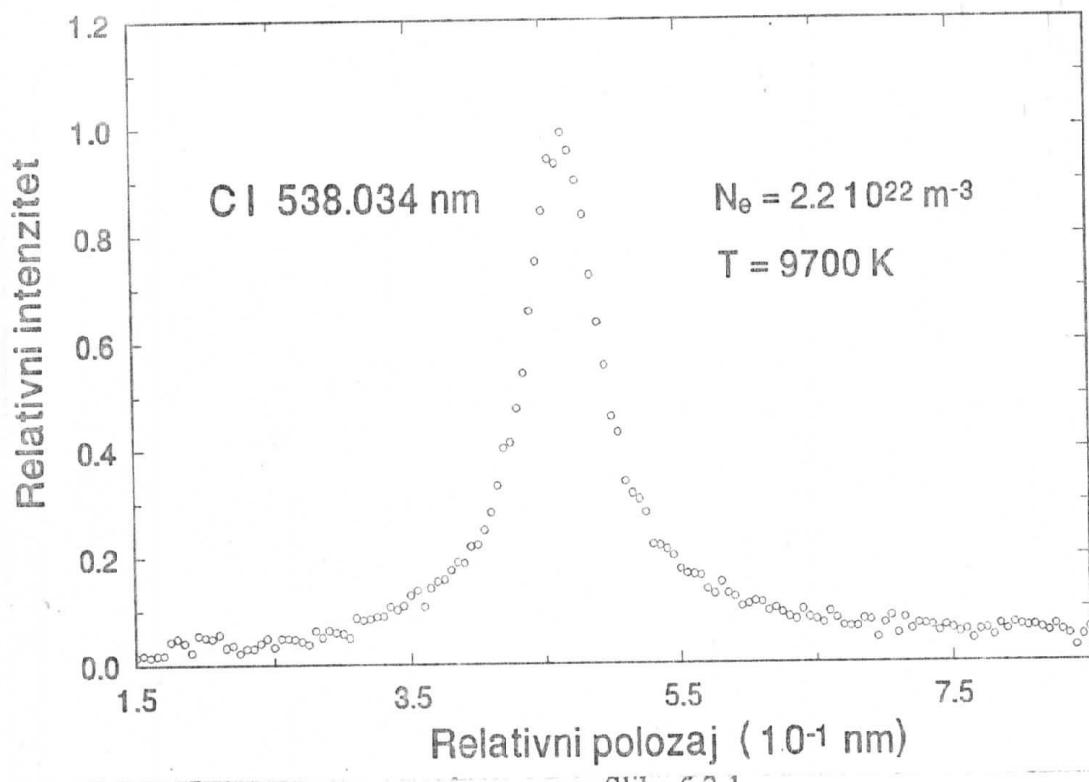
Slika 5.1.2.



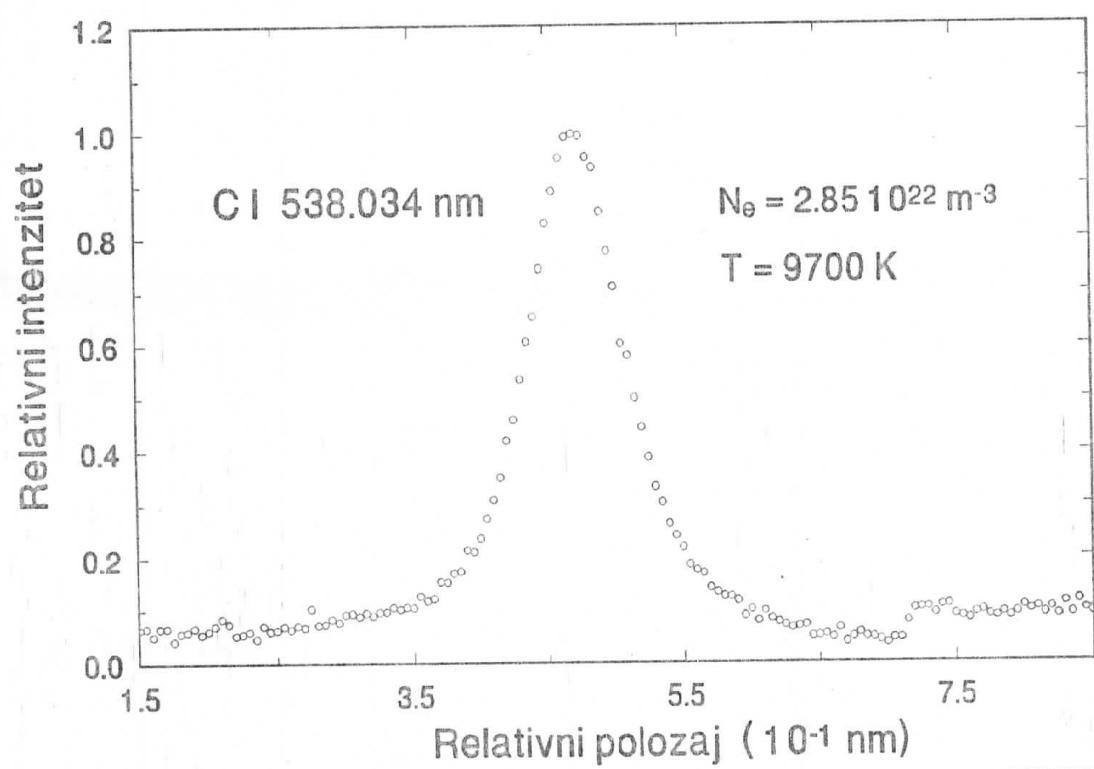
Slika 5.1.3.

## 5.2. Ugljenik CI (538,034 nm)

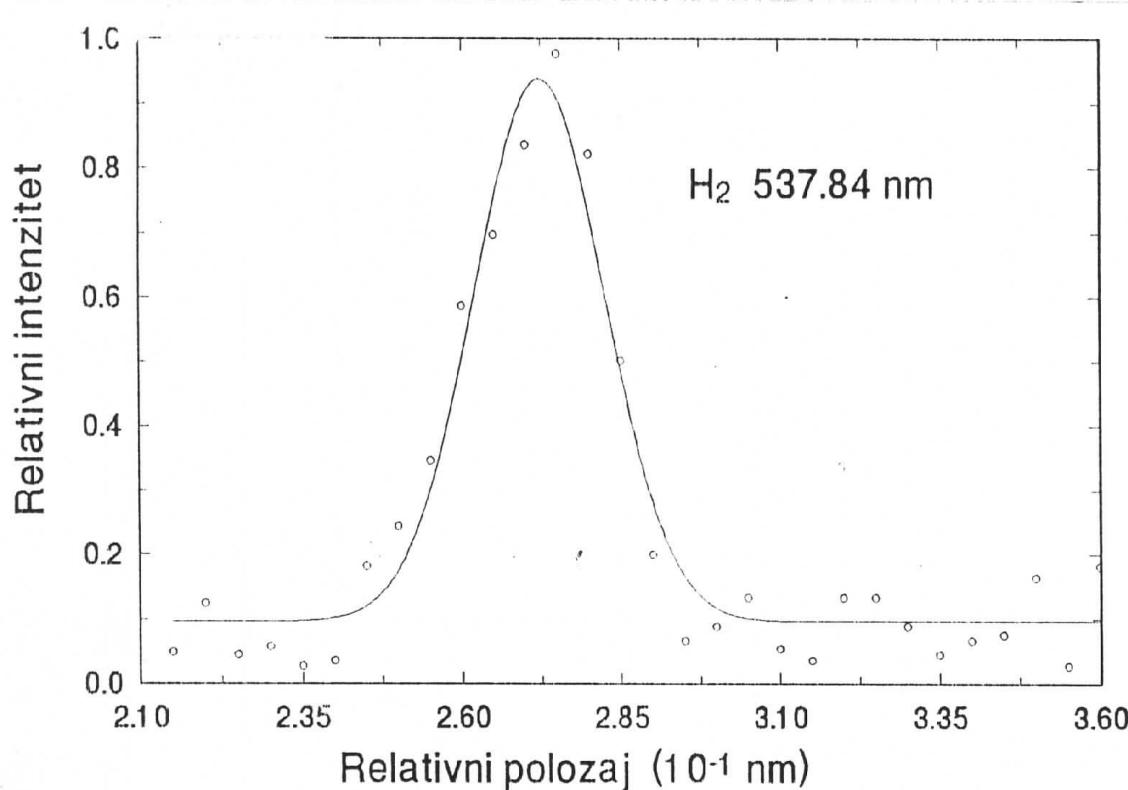
Linija ugljenika *CI* snimljena je, takođe kao i linija *OI*, na dve različite koncentracije. Pri snimanju ove linije u luku se nalazila smeša *Ar*(60%)+*CO*<sub>2</sub>(32%)+*H*<sub>2</sub>(8%) na atmosferskom pritisku. Profili ove linije na dve različite koncentracije prikazani su na slikama 5.2.1. i 5.2.2. Kao referentna linija za određivanje pomeraja i za određivanje instrumentalne poluširine korišćena je linija vodonika *H*<sub>2</sub> (537,84 nm) snimljena iz izvora pod niskim pritiskom sa šupljom katodom (sl. 5.2.3.).



Slika 5.2.1.



Slika 5.2.2.



Slika 5.2.3.

### 5.3. Primer određivanja Starkove poluširine linije CI 538,034 nm

Kao primer za određivanje Starkove poluširine korišćena je linija neutralnog ugljenika  $CI\ 538,034\ nm$ . Da bi se dobila ova linija ugljenika u centralni deo stabilisanog luka je ubacivana smeša  $Ar(60\%)+CO_2(32\%)+H_2(8\%)$ . Protok smeše je iznosio  $5 \cdot 10^{-6}\ m^3 s^{-1}$ , a protok radnog gasa ( $Ar$ )  $4,1 \cdot 10^{-5}\ m^3 s^{-1}$ . Provera postojanja samoapsorpcije je izvršena na ranije opisan način i utvrđeno je da je, pri datim uslovima protoka i sastava smeše, samoapsorpcija zanemarljiva.

Eksperimentalni profil spektralne linije  $CI\ 538,034\ nm$  je prikazan na slici 5.2.2. Elektronska koncentracija je određena na osnovu poluširine  $H_\beta$  linije i ima vrednost  $N_e = 2,85 \cdot 10^{22}\ m^{-3}$ , a elektronska temperatura, određena na osnovu sastava plazme, dostiže vrednost  $9700\ K$ .

dobijenih sa slike 5.2.2. može se odrediti poluširina eksperimentalnog profila:

$$\Delta\lambda_{1/2}^E = 0,0874 \text{ nm} \quad (5.3.1.)$$

Dopplerova poluširina  $\Delta\lambda_{1/2}^D$  se može, za temperaturu od  $10000 K$ , odrediti posredstvom izraza

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_{1/2}^D &= 7,162 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \left( \frac{T}{M} \right)^{1/2} = 7,162 \cdot 10^{-7} \cdot 538,034 \left( \frac{10000}{12,01} \right)^{1/2} = \\ &= 0,011 \text{ nm} \end{aligned} \quad (5.3.2.)$$

Instrumentalna poluširina linije  $\Delta\lambda_{1/2}^I = 0,02 \text{ nm}$  određena je eksperimentalno.

Na osnovu prethodnih podataka i rezultata moguće je posredstvom izraza

$$\Delta\lambda_{1/2}^G = \left[ (\Delta\lambda_{1/2}^I)^2 + (\Delta\lambda_{1/2}^D)^2 \right]^{1/2} \quad (5.3.3.)$$

izračunati poluširinu Gaussovog profila:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_{1/2}^G &= \left[ (\Delta\lambda_{1/2}^I)^2 + (\Delta\lambda_{1/2}^D)^2 \right]^{1/2} = \left[ (0,02)^2 + (0,011)^2 \right]^{1/2} = \\ &= 0,023 \text{ nm} \end{aligned} \quad (5.3.4.)$$

Slike 5.2.2. se vidi da je odnos širina izmerenih u jednoj desetini u jednoj polovini intenziteta linije jednak:

$$\frac{\Delta\lambda_{1/10}^E}{\Delta\lambda_{1/2}^E} = \frac{0,24}{0,087} = 2,76 \quad (5.3.5.)$$

Na osnovu podataka (5.3.5.) sa grafika (sl. 4.3.1.) određuju se koeficijenti  $K_1 = 0,34$  i  $K_2 = 0,88$ .

Na osnovu vrednosti koeficijenta  $K_1$  i eksperimentalne poluširine  $\Delta\lambda_{1/2}^E$ , takođe se može izračunati poluširina Gaussovog profila

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_{1/2}^G &= K_1 \Delta\lambda_{1/2}^E \\ \Delta\lambda_{1/2}^G &= 0,34 \cdot 0,0874 = 0,0297 \text{ nm} \end{aligned} \quad (5.3.6.)$$

Slaganje rezultata (5.3.4.) i (5.3.6.) je vrlo dobro, tako da je sada totalna Lorentzova poluširina

$$\begin{aligned}\Delta\lambda_{1/2}^{TL} &= K_2 \Delta\lambda_{1/2}^E \\ \Delta\lambda_{1/2}^{TL} &= 0,88 \cdot 0,0874 = 0,0769 \text{ nm}\end{aligned}\quad (5.3.7.)$$

Da bi se iz Lorentzove poluširine odredila Starkova, potrebno je izračunati i ostale doprinose širenju linije. Ti doprinosi potiču od prirodne poluširine linije ( $\sim 10^5 \text{ nm}$ ), od rezonantne poluširine i od Van der Waalsove poluširine. Međutim, u ovom eksperimentu ti doprinosi su zanemarljivi, pa se za Starkovu poluširinu može usvojiti vrednost data u izrazu (5.3.7.), tj. Starkova poluširina ima vrednost

$$W_m \approx 0,077 \text{ nm} \quad (5.3.8.)$$

Bilo bi, na kraju, potrebno da se dobijena vrednost  $W_m$  uporedi sa teorijski izračunatom vrednošću  $W_t$  poluširine linije CI 538,034 nm za date eksperimentalne uslove, na osnovu izraza 1.4.13. gde se vrednosti za koeficijent jonskog širenja ( $\alpha = 0,019$ ) i za elektronsku polu - poluširinu ( $W_e = 0,126$ ) uzimaju iz knige Griema [3] za vrednost elektronske koncentracije  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

$$\begin{aligned}W_t &= 2 \left\{ 1 + 1,75 \cdot 10^{-4} (2,85 \cdot 10^{16})^{1/4} 0,019 \left[ 1 - 0,068 (2,85 \cdot 10^{16})^{1/6} 10000^{-1/2} \right] \right\} \cdot \\ &\quad \cdot 10^{-16} \cdot 0,126 \cdot 2,85 \cdot 10^{16} = 0,074 \text{ nm}\end{aligned}\quad (5.3.9.)$$

Konačno, odnos:

$$\frac{W_m}{W_t} = \frac{0,077}{0,074} = 1,04 \quad (5.3.10)$$

pokazuje vrlo dobro slaganje eksperimentalne i teorijske vrednosti Starkove poluširine u slučaju posmatrane linije neutralnog ugljenika.

## 5.4. Primer određivanja pomeraja linije ***CI*** (538,034 nm)

Teorijska vrednost pomeraja za date eksperimentalne uslove može se izračunati prema formuli 1.4.14., gde je vrednost za pomeraj usled elektronskog širenja ( $d_e = 0,0424$ ) uzeta iz reference [3] za vrednost elektronske koncentracije  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

$$d_t = \left\{ 0,0424 + 2 \cdot 10^{-4} (2,85 \cdot 10^{16})^{1/4} 0,019 \cdot 0,126 \left[ 1 - 0,068 (2,85 \cdot 10^{16})^{1/6} 10000^{-1/2} \right] \right\} \cdot 10^{-16} \cdot 2,85 \cdot 10^{16} = 0,0132 \text{ nm} \quad (5.4.1.)$$

Teorijsku vrednost pomeraja posmatrane spektralne linije ( $d_t$ ) treba uporediti sa merenom vrednošću pomeraja ( $d_m$ ). Merena vrednost pomeraja dobija se kao razlika očitanih vrednosti talasnih dužina maksimuma intenziteta profila posmatrane spektralne linije i profila referentne linije iz izvora pod niskim pritiskom.

Odnos merene i teorijske vrednosti pomeraja posmatrane linije iznosi:

$$\frac{d_m}{d_t} = \frac{0,0081}{0,0132} = 0,61 \quad (5.4.2.)$$

## 5.5. Kompletni rezultati merenja

Na osnovu napred navedenih postupaka obrađeni su svi eksperimentalni profili, a konačni kompletni rezultati su prikazani u tabelama 5.5.1. i 5.5.2.

**Linija ugljenika *CI* (538,034 nm)** je snimljena korišćenjem smeše  $Ar(60\%) + CO_2(32\%) + H_2(8\%)$ , koja je ubacivana u centralni deo luka. Rezultati merenja za navedenu liniju dati su u tabeli 5.5.1.

$I_L [A]$	$N_e$ [ $10^{22} \text{ m}^{-3}$ ]	$T [K]$	$W_m [\text{nm}]$	$W_m/W_t$	$d_m [\text{nm}]$	$d_m/d_t$
26	2,20	9700	0,0575	1,028	0,0092	0,69
30	2,85	9700	0,0770	1,040	0,0081	0,61

Tabela 5.5.1.

Za određivanje pomeraja korišćena je referentna linija  $H_2$  (537,84 nm) iz šuplje katode.

Pri snimanju linije kiseonika  **$OI$  (436,83 nm)** u centralni deo luka ubacivana je smeša  $Ar(66\%)+O_2(30\%)+H_2(4\%)$ . Rezultati merenja za navedenu kiseonikovu liniju dati su u tabeli 5.5.2.

$I_L [A]$	$N_e [10^{22} m^{-3}]$	$T [K]$	$W_m [nm]$	$W_m/W_t$	$d_m[nm]$	$d_m/d_t$
26	2,40	9700	0,0511	1,307	0,0103	1,073
30	3,12	10000	0,0668	1,293	0,0132	1,047

Tabela 5.5.2.

Kao referentna linija za određivanje pomeraja korišćena je upravo linija  **$OI$  (436,83 nm)**, ali snimljena iz lampe pod niskim pritiskom pobuđene na svetljenje zračenjem iz mikrotalasnog izvora.

# Zaključak

Tema ovog rada je bila merenje poluširina i pomeraja spektralnih linija ugljenika  $CI$  538,034 nm i kiseonika  $OI$  436,83 nm emitovanih iz plazme stabilisanog luka.

Kao izvor plazme korišćen je zidom stabilisani električni luk. Radni gas je bio argon, a za dobijanje profila pomenutih spektralnih linija korišćene su smeše ( $Ar+CO_2+H_2$ ) pri snimanju linije  $CI$ , odnosno ( $Ar+O_2+H_2$ ) pri snimanju linije  $OI$ . Elektronska koncentracija određena iz poluširine vodonikove  $H_\beta$  linije se kretala od 2,2 do  $3,2 \cdot 10^{22} m^{-3}$ . Elektronska temperatura je procenjena na osnovu sastava plazme i kretala se od 9700 do 10000 K.

Poseban kvalitet ovom eksperimentu, osim dobro definisanog izvora plazme, daje i način prikupljanja podataka pomoću digitalnog osciloskopa i kompjutera. Eksperimentalni rezultati su upoređeni sa teorijskim proračunima (tabele 5.5.1. i 5.5.2.).

Odnos merenih poluširina za liniju  $CI$  je znatno bolji nego kod odnosa pomeraja, dok je za liniju  $OI$  situacija obrnuta. Neka neslaganja su veća nego procenjena greška merenja (oko 10%). Osim greške u merenju Starkovih parametara i greške u određivanju elektronske koncentracije (ispod 10%), razlozi za pojedina neslaganja mogu se takođe tražiti i u greškama usled teorijskih aproksimacija, a posebno u nekompletnosti podataka o perturbacionim nivoima potrebnim za teorijski proračun.

Bez obzira na pomenuta neslaganja dobijeni rezultati ukazuju da se ove linije mogu koristiti u dijagnostičke svrhe.

## Reference

- [1] H.R.Griem, Phys. Rev., 128, 515 (1962)
- [2] H.R.Griem, Plasma Spectroscopy, McGraw Hill, New York (1964)
- [3] H.R.Griem, Spectral line Broadening by plasmas, Academic press, New York (1974)
- [4] N.Konjević, J.R.Roberts, J. Phys. Chem, Ref. Data, 5, 209 (1976)
- [5] S.E.Friš, Optičeskie Spektri Atomov, Gosudarstvenoe izdateljstvo Fiziko - matematiceskoj literaturi, Moskva - Lenjingrad
- [6] M.S.Dimitrijević, Uticaj potencijala dugog dometa na Starkovo širenje spektralnih linija plazme, Doktorska disertacija (1978)
- [7] M.Mitchner, C.H.Kruger Jr., Partially Ionized Gases, John Wiley & Sons, New York, London, Sydney, Toronto (1973)
- [8] H.R.Griem, M.Balanger, A.C.Kolb, G.K.Oertel, Phys. Rev., 125, 177 (1962)
- [9] S.M.Bennett, H.R.Griem, Technical Report No 71 - 097, University of Maryland (1971)
- [10] W.W.Jons, S.M.Bennett, H.R.Griem, Technical Report No 71 - 128, University of Maryland, (1971)
- [11] A.A.Michelson, Astrophys. J. , 2, 25 (1895)
- [12] H.A.Lorentz, Proc. Acad. Sci., Amsterdam, 8, 591 (1906)
- [13] J.Cooper, G.K.Oertel, Phys. Rev. Lett., 18, 985 (1967)
- [14] J.Cooper, G.K.Oertel, Phys. Rev. 180, 286 (1969)
- [15] D.E.Kelleher, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 25, 121 (1981)
- [16] H.Maecker, Z. Naturforsch, 11a, 457 (1956)
- [17] R.A.Sawyer, Experimental Spectroscopy, Third Edition, Dover Publications INC., New York (1963)
- [18] H.R.Griem, A.C.Kolb, K.Y.Shen, Phys. Rev., 116,4 (1959)
- [19] H.R.Griem, A.C.Kolb, K.Y.Shen, Astrophys. J., 13, 242 (1962)
- [20] J.W.B.Hughes, Proc. Phys. Soc. London, 91, 810 (1967)
- [21] C.B.Tarter, Journ. Math. Phys., 11, 3192 (1970)
- [22] P.Kepple, H.R.Griem, Phys. Rev., 173, 317 (1968)
- [23] C.R.Vidal, J.Cooper, E.W.Smith, J.Quant, Spectrose. Radiat. Transfer, 10, 1011 (1970)
- [24] C.R.Vidal, J.Cooper, E.W.Smith, J.Quant, Spectrose. Radiat. Transfer, 11, 263 (1971)
- [25] C.R.Vidal, J.Cooper, E.W.Smith, Astrophys. J. Suppl. Ser. No 214, 25, 37 (1973)

- 
- [26] W.N.Kolesnikov, Tr. Fiz. Inst. Akad. Nauk. SSSR, 30, 66 (1964)
  - [27] J.Richter, Z. Astrophys., 61, 57 (1965)
  - [28] C.H.Popenoe, J.B.Shumaker Jr., J. of Research of NBS, Phys. and Chem., 69 A, 495 (1965)
  - [29] K.S.Drellishak, C.F.Knopp, A.B.Cambell, Arnold Engineering Development Center. Tech. Documentary Report, 63, 146 (1962)
  - [30] P.A.Voigt, J.R.Roberts, Phys. Rev. A, 15, 1006 (1977)
  - [31] S.Mar, A.Czernichowski, J.Chapelle, J. Phys. D: Appl. Phys., 19, 43 (1986)
  - [32] S.Vacquie, A.Gleizes, H.Kafrouni, J. Phys. D: Appl. Phys., 18, 2193 (1985)
  - [33] W.L.Wiese, Proceedings of Invited Lectures, SPIG '74, Institute of Physics of the University of Zagreb, P. 637 (1974)
  - [34] V.Helbig, K.P.Nick, J. Phys. B: At. Mol. Phys., 14, 3573 (1981)
  - [35] S.Đurović, Starkovo širenje i pomeranje spektralnih linija neutralnih halogenih elemenata u plazmi stabilisanog električnog luka, Beograd (1989)
  - [36] J.T.Davies, J.M.Vaughan, Astrophys. J., 137, 1302 (1963)