

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

DIPLOMSKI RAD

**ODREĐIVANJE OPTIMALNIH USLOVA
ZA DIJAGNOSTIKU PLAZME
U STABILISANOM LUKU**

Mihaela Ćirišan

**Novi Sad
2002**

Ovaj rad je rađen u Laboratoriji za fizičku elektroniku Instituta za fiziku u Novom Sadu.

Najiskrenije se zahvaljujem svom mentoru prof. dr Stevici Đuroviću na izvanrednoj stručnoj pomoći i svesrdnoj podršci prilikom izrade ovog rada. Takođe, zahvaljujem se profesorima dr Božidaru Vujičiću, dr Radomiru Kobilarovu i dr Zoranu Mijatoviću na njihovoj predusretljivosti da mi svojim stručnim savetima maksimalno pomognu.

SADRŽAJ

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

GLAVA I

ŠIRENJE SPEKTRALNIH LINIJA

1.1. Prirodno širenje	5
1.2. Doplerovo širenje	7
1.3. Širenje usled pritiska	8
1.3.1. Rezonantno širenje	8
1.3.2. Van der Waalsovo širenje	9
1.3.3. Starkovo širenje	9
1.4. Vodonične linije	11
1.4.1. Teorija Griema	12
1.4.1. Teorija Vidal-Cooper-Smitha (VCS)	13
1.5. Nevodonične linije	15

GLAVA II

OPIS EKSPERIMENTA

2.1. Izvor plazme	17
2.2. Mešavina gasova	19
2.3. Optički sistem	20
2.4. Kalibracija optičkog sistema	21
2.5. Instrumentalni profil	25
2.6. Samoapsorpcija	27

GLAVA III

DIJAGNOSTIKA PLAZME

3.1. Određivanje elektronske koncentracije	32
3.2. Određivanje elektronske temperature	33

GLAVA IV

REZULTATI MERENJA

4.1. Spektar argona u oblasti od 450 nm do 550 nm	36
4.2. Provera samoapsorpcije	39
4.3. Merenje poluširine H_{β} linije	41
4.4. Korekcija eksperimentalnog profila H_{β} linije	44
ZAKLJUČAK	48
LITERATURA	50

UVOD

Ovaj rad se bavi ispitivanjem uslova za određivanje elektronske koncentracije u plazmi. Kao izvor plazme korišćen je zidom stabilisani električni luk koji radi na atmosferskom pritisku. Kontinualan rad, stabilnost tokom rada i reproducibilnost su odlike koje ovaj izvor plazme čine pogodnim za merenje Starkovih parametara spektralnih linija neutralnih elemenata.

Termin „plazma” prvi put je upotrebio Langmuir 1929. godine da bi njime opisao pozitivan stub jonizovanog gasa proizvedenog električnim pražnjenjem u cevi. Danas ovaj termin ima mnogo širi smisao.

Za stanje plazme karakteristična je srednja energija po čestici reda veličine 10 eV [1]. Dovođenjem energije gasu povećava se srednja brzina kretanja čestica. Prilikom međusobnih sudara čestica dolazi do različitih procesa kao što su: ekscitacija, deekscitacija, jonizacija i rekombinacija. Kao posledicu toga dobijamo jonizovani gas u kojem se onda, nakon relativno kratkog vremena između jonizacije i rekombinacije, uspostavlja stanje dinamičke ravnoteže. U tom stanju je u svakoj jedinici zapremine i jedinici vremena broj akata jonizacije jednak broju akata rekombinacije, tako da se koncentracija jonizovanih atoma ne menja u toku vremena (u slučaju kontinualnog izvora plazme). Usled prisustva naelektrisanih čestica u gasu značajnu ulogu dobija i električno mikropolje, koje stvaraju elektroni i joni prisutni u gasu. To polje vrlo brzo fluktuiru u vremenu i jako se menja od tačke do tačke u prostoru, a direktna posledica njegovog postojanja je pojava tzv. kolektivnih efekata. Dakle, za gasnu plazmu karakteristično je postojanje kolektivne interakcije prouzrokovane Coulombovim silama. Kolektivna interakcija u plazmi ogleda se u tome što se svaka naelektrisana čestica kreće u električnom polju koje potiče od svih ostalih čestica (tj. određeno je položajima i brzinama svih ostalih čestica plazme), a istovremeno svojim kretanjem ona doprinosi indukovanju jednog opšteg električnog polja koje se naziva samousaglašeno električno polje. Prema tome, posredstvom električnog polja koje potiče od svih čestica plazme zajedno, svaka pojedinačna čestica istovremeno interaguje sa svim ostalim česticama. Značajno je, takođe, reći da je plazma bez obzira na prisustvo naelektrisanih čestica u celini gledano neutralna, jer je ukupno pozitivno naelektrisanje jednako negativnom naelektrisanju.

Dakle, plazma predstavlja makroskopski kvazineutralnu sredinu koja se sastoji od slobodnih elektrona, jona i neutralnih atoma; pri čemu je fizičko ponašanje tog sistema određeno kolektivnom interakcijom koja je uslovljena električnim poljem koje potiče od svih prisutnih naelektrisanih čestica.

U zemaljskim uslovima plazma se javlja u obliku munje, polarne svetlosti, jonosfere itd. U vasioni plazma predstavlja dominantno stanje (preko 98% celokupne materije vasiona) i javlja se u obliku stelarne plazme (zvezde) i interstelarnog gasa.



Plazma predstavlja jak izvor elektromagnetnog zračenja, i to kako u vidljivoj oblasti tako i u drugim delovima spektra. Detaljnim proučavanjem osobina zračenja plazme možemo doći do značajnih informacija o sastavu plazme i fizičkim procesima koji se u njoj odigravaju.

Nastajanje zračenja tj. mehanizmi emitovanja fotona mogu biti [1]:

1. Nekoherentni – kada se emisija fotona događa pri prelazu jednog elektrona iz jednog kvantnog stanja u drugo, a totalna emisija je jednaka sumi zračenja pojedinačnih elektrona.
2. Koherentni – kada zračenje emituje ceo kolektiv naelektrisanih čestica i to na frekvencijama bliskim elektronskoj plazmenoj frekvenciji ili određenim diskretnim frekvencijama povezanim sa ovom. Ovo zračenje se obično javlja kod nestabilnih plazmi.

U slučaju nekoherentne emisije postoje tri tipa prelaza elektrona iz početnog u krajnje stanje:

Slobodno – slobodni prelazi: gde je elektron i u početnom i u krajnjem stanju slobodan, pa prema tome zračenje koje se emituje pri ovim prelazima daje kontinualan spektar. Dakle, u ovom slučaju elektron emituje zračenje usled promene brzine prilikom sudara sa nekom drugom česticom tzv. zakočno zračenje. Zračenje koje nastaje usled ubrzanog kretanja elektrona po kružnoj putanji u spoljašnjem magnetnom polju naziva se ciklotronsko zračenje.

Slobodno – vezani prelazi: gde je elektron u početnom stanju slobodan, a u krajnjem vezan u atomu. Spektar ovog zračenja je kontinualan. Ovakvi prelazi događaju se u procesima rekombinacije i zahvata, pa se ovo zračenje naziva rekombinaciono zračenje.

Vezano – vezani prelazi: kada je elektron i u početnom i u krajnjem stanju vezan; odnosno kada elektron vrši prelaz iz jednog u drugo kvantno stanje, emitujući pri tome foton. Zračenje koje nastaje pri ovim prelazima daje linijski spektar. Taj spektar sadrži linije karakteristične za atomske vrste prisutne u plazmi.

Kao izvori plazme u principu se javljaju različiti tipovi gasnih pražnjenja. Gasna pražnjenja [2], kao što su tinjavo pražnjenje, korona, lučno pražnjenje i varnica, veoma se često koriste kao spektralni izvori zračenja. Pražnjenja se izvode na različite načine, kroz različite gasove i pri različitim uslovima. Tinjavo pražnjenje se koristi u izvorima kao što su Geisslerove cevi ili cevi sa šupljom katodom. Izvori lučnog pražnjenja su različite vrste lukova. To su na primer otvoreni lukovi kao što su lukovi sa usijanim elektrodama ili plameni lukovi. Postoje takođe i zatvoreni lukovi. Najpogodniji izvor za spektroskopska ispitivanja je svakako zidom stabilisani električni luk. Lučna pražnjenja se obično izvode na atmosferskom pritisku. Pomenuti izvori su kontinualni izvori zračenja, a koriste se takođe i visokofrekventni izvori i posebno različite vrste impulsnog pražnjenja. Impulsni izvori su impulsni luk, θ -pinč, z-pinč, elektromagnetna T-cev ili laserska iskra na primer.

Propuštanjem zračenja koje se emituje iz plazme kroz spektralni uređaj dobija se spektar zračenja. Iako se iz plazme emituje i kontinualno zračenje, intenzitet spektralnih linija je znatno veći od intenziteta kontinualnog zračenja, pa se prema tome može reći da su spektri zračenja plazme izrazito linijski. Dakle, u spektru zračenja plazme imamo spektralne linije (nastale usled vezano-vezanih prelaza) superponirane na kontinuum, koji potiče od zakočnog i rekombinacionog zračenja. U tim spektrima mogu se zapaziti linije koje su karakteristične za spektre određenih vrsta atoma prisutnih u plazmi i njima odgovarajućih jona različitog stepena jonizacije.

Na osnovu profila spektralne linije mogu se dobiti različite informacije o sredini iz koje se dato zračenje emituje. To su na primer koncentracija naelektrisanih ili neutralnih čestica, njihova temperatura, kao i podaci o odgovarajućim atomskim procesima.

Ovaj rad osim uvoda sadrži četiri glave, zaključak i spisak literature.

U prvoj glavi je dat pregled mehanizama širenja spektralnih linija i ukratko su opisane dve teorije širenja vodoničnih linija.

Druga glava sadrži detaljan opis eksperimenta. Opisan je, takođe, i metod provere H_{β} linije na samoapsorpciju.

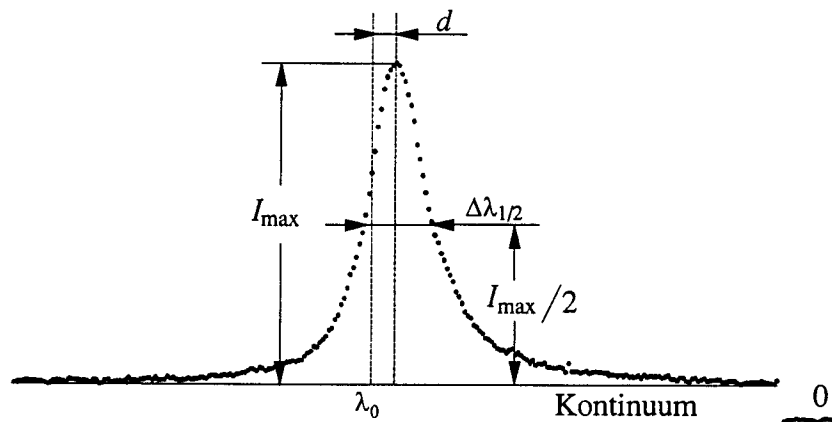
U trećoj glavi je opisana dijagnostika plazme, odnosno određivanje elektronske koncentracije i temperature.

Četvrta glava sadrži rezultate merenja. Date su izmerene vrednosti elektronskih koncentracija i temperatura. Opisana je takođe i korekcija eksperimentalnog profila H_{β} linije.

GLAVA I

ŠIRENJE SPEKTRALNIH LINIJA

Najznačajnije osobine spektralnih linija jesu intenzitet linije i oblik profila linije. Spektralna linija uvek ima određen profil tj. nekakvu raspodelu intenziteta zračenja u određenom intervalu frekvencija (talasnih dužina). Profil ne mora obavezno biti simetričan. Oblik profila i širina snimljene spektralne linije zavise od stepena monohromatičnosti posmatranog zračenja i od karakteristika spektralnog uređaja. Osnovna karakteristika profila linije je njegoa poluširina $\Delta\lambda_{1/2}$ tj. širina spektralne linije na polovini visine maksimalnog intenziteta (slika 1). Pri analizi spektralnih linija značajne su i druge karakteristike profila, kao što su: forma krila linije, asimetrija profila ili pomeraj spektralne linije d . Sve ove karakteristike profila linije govore o posebnim fizičkim uslovima u kojima se nalaze „emiteri” prilikom emisije fotona. Ti posebni fizički uslovi su posledica istovremenog prisustva intenzivnog termičkog kretanja čestica plazme i interakcije među njima.



Slika 1. Parametri spektralne linije

Mehanizmi koji dovode do širenja spektralnih linija, koje emituju neutralni atomi ili joni iz plazme, mogu se podeliti u tri grupe:

- ◆ prirodno širenje, koje je posledica konačnosti srednjeg vremena života atoma u pobuđenom stanju
- ◆ Dopplerovo širenje, koje se javlja usled kretanja atoma-emitera u odnosu na optički sistem pomoću kojeg se zračenje posmatra
- ◆ širenje usled pritiska, uzrokovano interakcijom atoma-emitera sa okolnim neutralnim i naelektrisanim česticama (perturberima).

Navedeni mehanizmi deluju istovremeno, ali je njihov uticaj različit i zavisi od uslova koji vladaju u plazmi. Osim pomenutih širenja postoji i dodatno instrumentalno širenje spektralnih linija koje unosi sam spektralni uređaj.

1.1. PRIRODNO ŠIRENJE

Prirodna širina spektralne linije postoji i onda kada su emiteri izolovani i bez termičkog kretanja. Ovaj tip širenja se može razmatrati sa gledišta klasične elektrodinamike i sa gledišta kvantne mehanike.

U klasičnom pristupu, skup atoma koji zrači može biti predstavljen skupom Lorentzovih oscilatora (dipoli koji se sastoje od elektrona i jezgra) [3, 4]. Ovaj sistem se može svesti na linearni harmonijski oscilator, koji pobuđen sudarom osciluje u elastičnoj sredini. Oscilacije ovog oscilatora su prigušene jer se gubi energija usled zračenja. Iz tog razloga se umesto monohromatske spektralne linije dobija proširena linija. Raspodela intenziteta zračenja po frekvenciji je tada data izrazom [5]:

$$I(\nu) = I_0 \frac{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}{4\pi^2(\nu_0 - \nu)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \quad (1)$$

I_0 je maksimalni intenzitet, a γ klasična konstanta radijacionog prigušenja :

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

Zamenjujući u (1) $I(\nu) = I_0/2$ dobija se izraz za poluširinu prirodno proširene linije:

$$|\nu_{1/2} - \nu_0| = \frac{1}{2} \Delta\nu_{1/2} = \frac{\gamma}{4\pi} \quad (3)$$

odnosno

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{\gamma}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (4)$$

gde je $\tau = \frac{1}{\gamma}$ vreme prigušenja. Ako se pređe na skalu talasnih dužina prirodna širina linije se može izraziti kao:

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \gamma \quad (5)$$

pri čemu se uvrštavanjem izraza za γ (2) dobija brojna vrednost $\Delta\lambda_{1/2}$:

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{e^2}{3\epsilon_0 c^2 m} = 1.18 \cdot 10^{-5} \text{ nm} \quad (6)$$

Oдавde se vidi da prema klasičnoj elektrodinamici prirodna širina linije ne zavisi od atomskih karakteristika emitera, kao ni od talasne dužine emitovanog zračenja.

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

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar \quad (7)$$

Nakon pobuđivanja, atom kratko vreme boravi u ekscitovanom stanju, a onda prelazi u osnovno stanje emitujući pri tome foton frekvencije ν . Neodređenost energije u ekscitovanom stanju je obrnuto srazmerna vremenu života atoma τ_n u tom stanju:

$$\Delta E \approx \frac{\hbar}{2\pi\tau_n} \quad (8)$$

Prilikom prelaza iz stanja n u stanje m , neodređenost energije emitovanog fotona je:

$$\Delta E = h\Delta\nu = \Delta E_n + \Delta E_m \quad (9)$$

To znači da spektralna linija nastala prelaskom iz pomenutog stanja n u neko drugo stanje m ima izvesnu širinu, a to predstavlja prirodnu širinu linije.

Na osnovu (8) i (9) prirodna poluširina iznosi:

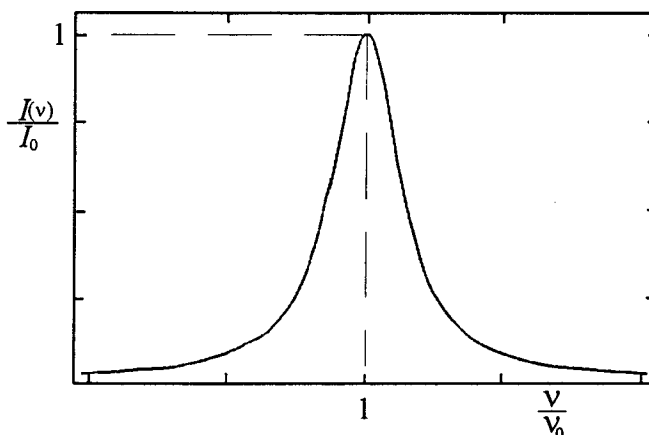
$$\Delta\nu \approx \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m} \right) \quad (10)$$

Odavde vidimo da je prirodna poluširina proporcionalna sumi verovatnoća prelaza. Ako se posmatra prelaz na osnovno stanje ($\tau_m \rightarrow \infty$), prethodni izraz se može napisati kao:

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{2\pi\tau_n} \quad (11)$$

Ovako dobijen izraz za prirodnu poluširinu ima isti matematički oblik kao i izraz (4) dobijen pomoću klasične elektrostatike. Takođe se dobija isti izraz i za raspodelu intenziteta zračenja u zavisnosti od frekvencije. S aspekta kvantne mehanike, prirodna poluširina linije zavisi od same prirode prelaza i atomskih osobina emitera, ali ne zavisi od sredine u kojoj atom emituje.

Iz izraza (1) se vidi da je raspodela intenziteta zračenja simetrična u odnosu na centar linije ($\nu = \nu_0$). Taj tip raspodele se naziva Lorentzova raspodela i ona je data na slici 2.



Slika 2. Lorentzova raspodela intenziteta zračenja

Za prelaze kod kojih je verovatnoća prelaza reda veličine 10^8 s^{-1} (odnosno vreme života 10^{-8} s) prirodna poluširina je reda veličine 10^{-5} nm . Prema tome, prirodno širenje je zanemarljivo u odnosu na ostale efekte širenja spektralnih linija u plazmi.

1.2. DOPPLEROVO ŠIRENJE

Izvori zračenja u plazmi su pobuđeni atomi i joni koji se nalaze u neprestanom kretanju. To može biti termalno kretanje, kretanje usled turbulencija, kretanje plazme kao celine ili kretanje dela plazme u odnosu na posmatrača. Usled ovoga dolazi do pojave Dopplerovog efekta, što znači da posmatrač meri više frekvencije, odnosno kraće talasne dužine zračenja emitera koji mu se približava i obrnuto.

Promena frekvencije usled Dopplerovog efekta iznosi:

$$\nu - \nu_0 = \Delta\nu = \pm \frac{v}{c} \nu_0 \quad (12)$$

gde je v brzina emitera u odnosu na posmatrača, a c brzina svetlosti. Znak (+) se uzima kada se emiter kreće ka posmatraču, a znak (-) kada se udaljava od posmatrača. Ako razmatramo termalno kretanje emitera, oni će imati Maxwellovu raspodelu po brzinama. Verovatnoća da čestica mase M i temperature T ima brzinu između v i $v + dv$ data je izrazom:

$$dw_v = \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{Mv^2}{2kT} \right) dv \quad (13)$$

Na osnovu (12) i (13) može se izračunati verovatnoća da se frekvencija zračenja, emitovanog u pravcu brzine v , nalazi u intervalu $\nu, \nu + d\nu$:

$$dw_\nu = \frac{c}{\nu_0} \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{M}{2kT} \frac{c^2}{\nu_0^2} (\nu - \nu_0)^2 \right) d\nu \quad (14)$$

Dopplerovo širenje spektralne linije predstavlja superpoziciju pojedinačnih Dopplerovih pomaka talasne dužine zračenja koje potiče od pojedinih emitera.

Kako je intenzitet zračenja srazmeran veličini dw_ν , raspodela intenziteta zračenja se može dati u obliku [3]:

$$I_\nu = I_0 \exp\left(-\frac{M}{2kT} \frac{c^2}{\nu_0^2} (\nu - \nu_0)^2 \right) \quad (15)$$

Ova jednačina pokazuje da Dopplerovski proširena linija ima Gaussovu raspodelu, koja je prikazana na slici 3. Profil je simetričan, karakteriše se srazmerno sporim promenama intenziteta u blizini centra linije i brzim opadanjem intenziteta u krilima linije.

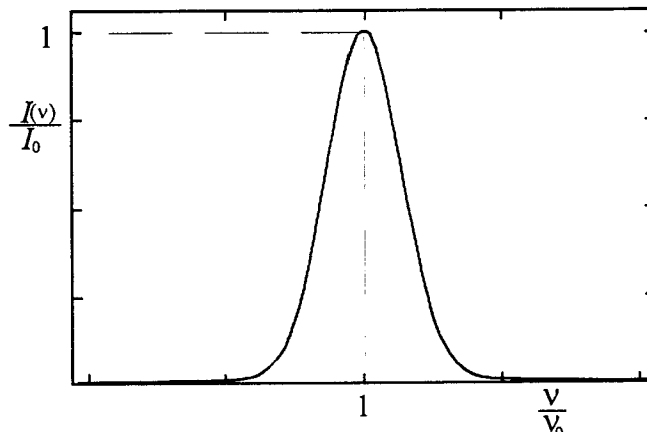
Iz uslova $I_\nu = I_0/2$ dobija se da je Dopplerova poluširina:

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu_0}{c} \left(\frac{2kT}{M} \ln 2 \right)^{1/2} \quad (16)$$

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

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

gde je T izraženo u K, a M u atomskim jedinicama mase.



Slika 3. Gaussova raspodela intenziteta zračenja

Dopplerova poluširina je relativno mala ali merljiva veličina. Znatnije je izražena kod spektralnih linija visokotemperaturnih plazmi.

Za uslove u plazmi o kojima će ovde biti reči, Dopplerovo širenje može da se razmatra samo kao popravka na širenje usled pritiska.

1.3. ŠIRENJE USLED PRITISKA

Za razliku od prirodnog i Dopplerovog širenja, širenje spektralnih linija u ovom slučaju izazvano je interakcijom emitera sa okolnim česticama (perturberima) i zavisi od koncentracije tih perturbera tj. od pritiska. Zbog toga 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 emiter interaguje sa neutralnim atomima
- Starkovo širenje, ako emiter interaguje sa naelektrisanim česticama

1.3.1. REZONANTNO ŠIRENJE

Rezonantno širenje nastaje kada gornji ili donji energijski nivo posmatranog prelaza ima dozvoljeni dipolni prelaz u osnovno stanje i kada je emiter okružen sličnim atomima u osnovnom stanju. Posmatrajući dva atoma, svejedno je koji je od njih pobuđen, a koji je u osnovnom stanju. Na taj način dolazi do degeneracije nivoa posmatranog sistema, što rezultira širenjem emitovane spektralne linije. Ovaj proces se može shvatiti i kao skraćenje vremena života pobuđenog stanja usled rezonantne izmene energije.

Izraz za polu-poluširinu linije usled rezonantnog širenja je dat izrazom [6, 7]:

$$w_R = 4.3 \cdot 10^{-14} \left(\frac{g_1}{g_R} \right)^{1/2} \lambda^2 \lambda_R f_R N \quad (18)$$

gde su g_1 i g_R statističke težine osnovnog i pobuđenog stanja, f_R je jačina oscilatora za posmatrani prelaz, λ je talasna dužina (u cm) posmatranog zračenja, λ_R talasna dužina rezonantnog prelaza, a N koncentracija perturbora. Brojne vrednosti za w_R u izrazu (18) se dobijaju u cm.

Rezonantno širenje nastaje uglavnom zbog interakcije emitera sa perturborima iste vrste, međutim, perturbori mogu biti i atomi ili joni druge vrste, ali pod uslovom da su im odgovarajući energijski nivoi približni sa nivoima perturbovane čestice.

Rezonantno širenje je u najvećem broju slučajeva zanemarljivo. Pomeraj spektralne linije usled ovog efekta je takođe zanemarljiv.

1.3.2. VAN DER WAALSOVO ŠIRENJE

Sile kojima neutralni atom deluje na emitujući atom su van der Waalsove sile kratkog dometa. Ova interakcija se manifestuje tako što se razlika energija između dva nivoa atoma emitera menja u zavisnosti od rastojanja između emitera i perturbora, pa su prema tome i talasne dužine emitovanih fotona različite. Usrednjavanjem po verovatnoćama svih mogućih rastojanja između emitera i neutralnih perturbora, dobija se proširena spektralna linija.

Prema [8, 9] polu-poluširina je procenjena na:

$$w_v = 4.09 \cdot 10^{-12} \lambda^2 (\bar{\alpha} \bar{R}^2)^{2/5} \left(\frac{T}{\mu} \right)^{3/10} N \quad (19)$$

gde je $\bar{\alpha}$ srednja polarizabilnost neutralnih perturbora, \bar{R}^2 je razlika kvadrata vektora položaja elektrona gornjeg i donjeg nivoa, μ je redukovana masa sistema emiter-perturber, a N - koncentracija perturbora

Van der Waalsov mehanizam uzrokuje i crveni pomeraj spektralne linije tj. pomeraj ka većim talasnim dužinama, koji iznosi 2/3 od van der Waalsove poluširine. Van der Waalsovo širenje je značajno samo za plazme sa visokom koncentracijom neutrala, kada je srednje rastojanje među česticama malo.

1.3.3. STARKOVO ŠIRENJE

Starkov efekat je najizraženiji efekat širenja spektralnih linija u plazmi gde su elektroni i joni prisutni u dovoljnoj koncentraciji te preovlađuju Coulombove sile dugog dometa. Zbog toga će Starkovom širenju linija u ovom tekstu biti posvećeno nešto više pažnje nego ostalim efektima širenja.

Starkov efekat je promena energijskih nivoa atoma, pod dejstvom električnog polja, u ovom slučaju električnog mikropolja kojeg stvaraju naelektrisane čestice plazme tj. elektroni i joni. Zračenje pojedinih atoma sastoji se od linija pomerenih i rascepljenih na komponente. Za

razliku od statičkog električnog polja, električno mikropolje u plazmi se menja u prostoru i vremenu te su ova pomeranja i cepanja energijskih nivoa različita za različite atome, tako da se na kraju kao sumarni efekat dobiju proširene i pomerane spektralne linije.

Za linije vodonika i njemu sličnih jona, karakterističan je linearni Starkov efekat. Naime, iznos dodatne energije za koju se pomera određeni energijski 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, i to je onda kvadratični Starkov efekat. Kod kvadratičnog Starkovog efekta izraženo je i širenje i pomeranje spektralnih linija, dok je kod linearnog efekta pomeranje vrlo malo.

Posle pojave radova Barangera [10 - 12] 1958. godine, Kolba i Griema [13] takođe 1958. godine, Starkovo širenje spektralnih linija postalo je tema brojnih kako eksperimentalnih tako i teorijskih radova. U tim radovima, osim širenja i pomeranja linija, prouzrokovanih statističkom raspodelom pomeraja energijskih nivoa, razmatrani su i drugi efekti koji imaju uticaj na oblik linija. Spektralna linija može biti asimetrična, na primer usled kvadrupolne interakcije ili usled povratnog dejstva emitera na perturber, a može imati i zabranjene komponente usled narušavanja pravila izbora u električnom mikropolju.

Teorijska ispitivanja Starkovog širenja razvijala su se u dva pravca [4]. Jedna grupa teorija kao što su GBKO [14], zatim izračunavanja Benetta i Griema [15] za neutrane i Jonsa, Benetta i Griema [16] i Griema [17] za jednostruko jonizovane atome, posebno ispituje centar linije, a posebno krila linije. Još su Michelson [18] 1895. i Lorentz [19] 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: Baranger [10 - 12], GBKO [14], Sahal i van Regemorter [20], Sahal-Brechot [21, 22], Cooper i Oertel [23, 24]. Opšta fizička slika bi se mogla skicirati na sledeći način. Atom koji emituje foton, u toku emitovanja je perturbovan električnim poljem elektrona i jona, pri čemu su ove perturbacije jako izražene u toku sudara sa ovim česticama. Zbog velike razlike u termalnim brzinama elektrona i jona, vremena sudara emitera i ovih čestica se veoma razlikuju. Vreme sudara sa elektronom je vrlo malo u poređenju sa vremenom između dva sudara sa elektronom. Iz tog razloga emiter u toku emisije biva više puta perturbovan sudarima sa brzim elektronima. Dakle, perturbujuće polje se manifestuje u obliku kratkotrajnih impulsa, odvojenih vremenskim intervalima znatno dužim od trajanja impulsa. Zbog toga se u Fourierovom razlaganju ovog polja javljaju uglavnom visokofrekventne komponente. Uticaj ovih komponenata će se najviše ispoljiti u oblasti centra linije.

Kod sudara emitera sa jonima fizička situacija je suprotna. Joni kao perturberi kreću se dovoljno sporo tako da njihovo prisustvo određuje sporo-promenljive komponente mikropolja, tj. perturbujuće električno mikropolje se za vreme emisije može smatrati kvazistatičkim, što će presudno uticati na oblik krila linija. Ovo je tzv. kvazistatička teorija (Holtsmark [25, 26], Kuhn [27], Margenau [28], Griem [29, 30]) koja profil linije dobija pogodnim usrednjavanjem preko položaja perturbera. 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 aproksimacija.

Druga grupa teorija ispituje profil linije kao celine (Voslamber [31, 32], Dufty [33], Vidal, Cooper i Smith [34, 35], Barnard, Cooper i Smith [36]). Ovaj tzv. unificirani metod daje naročito dobre rezultate za linije koje se ne mogu aproksimirati jednostavnim Lorentzovim oblikom. Unificiranim teorijama izvedenim kvantnomehanički (naprimer, Tran

Minh i van Regemorter [37], Tran Minh, Feautrier i van Regemorter [38]), pripada i metod modelnog električnog polja (Brissaud i Frisch [39, 40], Brissaud, Goldbach, Leorat, Mazure i Nollez [41, 42]). U uslovima kada efekti dinamike jona postaju značajni, ovaj metod bi trebalo da je najpogodniji (Seidel [43]) jer omogućuje istovremeno ravnomerno tretiranje i elektronskih i jonskih efekata. U principu delovi linija za koje važe sudarna ili kvazistatička teorija, mogu se tačnije opisati tim teorijama nego pomoću unificiranih teorija.

Pre pojave unificiranih teorija, nastao je niz teorija za oblast između sudarnog i kvazistatičkog dela linije (Ohno [44], Ross [45], Mead [46], Bezzerides [47]). Postoji više revijskih članaka [17, 48 - 53], posvećenih Starkovom širenju spektralnih linija u plazmi. Kritički prikaz eksperimentalnih podataka dat je u [54 - 58], a bibliografije radova vezanih za problematiku širenja spektralnih linija su u [59 - 63].

1.4. VODONIČNE LINIJE

Kod linija vodonika i njemu sličnih jona, izražen je linearni Starkov efekat, izazvan jonskim poljem, dok je uticaj elektrona u ovom slučaju znatno manji. Usled ovog efekta dobijaju se izrazito proširene spektralne linije, dok je pomeraj linije vrlo mali.

Starkovo širenje je po pravilu osnovni mehanizam širenja za linije koje odgovaraju električnim dipolnim prelazima. Prema tome, kao polazni izraz za dalje razmatranje problema Starkovog širenja može se uzeti izraz za spektralnu snagu zračenja $P(\omega)$, spontanog električnog dipolnog zračenja kvantnog sistema [17]:

$$P(\omega) = \frac{4\omega^4 e^2}{3c^3} \sum_{if\alpha} \delta(\omega - \omega_{if}^s) |\langle f | x_\alpha | i \rangle|^2 \rho_i \quad (20)$$

gde je e - naelektrisanje elektrona, c - brzina svetlosti, ρ_i - verovatnoća nalaženja sistema u početnom stanju i , $\langle f | x_\alpha | i \rangle$ - matrični elementi komponenata radijus vektora koji spaja jezgro sa elektronom usled čijeg se prelaza vrši zračenje (ili suma vektora ako u prelazima učestvuje više elektrona). Delta funkcija $\delta(\omega - \omega_{if}^s)$ obezbeđuje očuvanje energije u saglasnosti sa relacijom Bohra:

$$\hbar\omega_{if}^s = E_i^s - E_f^s \quad (21)$$

gde su E_i^s i E_f^s - energije početnog i krajnjeg stacionarnog stanja celog kvantnomehaničkog sistema, koji podrazumeva kako čestice koje emituju tako i perturbujuće čestice.

U uslovima kada postoji Starkovo širenje različiti atomi zrače nekoherentno, tako da je ukupan intenzitet zračenja jednak sumi pojedinačnih intenziteta. Ako se posmatra sistem koji se sastoji od jednog atoma ili jona koji zrači i perturbujućih čestica, normirani profil spektralne linije se može izraziti kao [17]:

$$I(\omega) = \sum_{if\alpha} \delta(\omega - \omega_{if}^s) |\langle f | x_\alpha | i \rangle|^2 \rho_i \quad (22)$$

gde matrični elementi zadovoljavaju relaciju:

$$\sum_{if\alpha} |\langle f | x_\alpha | i \rangle|^2 \rho_i = 1 \quad (23)$$

Znak prim, pored oznake za sumu znači da se sumiranje vrši samo po stanjima koja odgovaraju posmatranoj spektralnoj liniji. Na ovaj način je uvedena pretpostavka da se emiteri razlikuju od čestica perturbiranih.

Istraživanjem oblika spektralnih linija vodonika su se bavili mnogi autori, pa postoji nekoliko teorija koje daju profile ovih linija.

1.4.1. TEORIJA GRIEMA

Jedna od prvih teorija koja je relativno dobro opisivala profile vodoničnih linija je Griemova teorija [17].

Za Starkove profile linija vodonika i njemu sličnih jona dobija se [64, 65]:

$$I(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Re Tr} \int_0^{\infty} dF W(F) \frac{\Delta_d}{i \Delta\omega - i C F + \Phi} \quad (24)$$

gde je $\Delta\omega$ - rastojanje do centra neperturbovane linije u jedinicama frekvencije, Δ_d - dipolni operator, a C je operator čiji su matrični elementi u prezentaciji parabolinih talasnih funkcija jednaki razlikama koeficijenata linearnog Starkovog efekta višeg i nižeg nivoa [66, 67]. $W(F)$ predstavlja funkciju raspodele jonskog mikropolja pri čemu je sa F označena jačina jonskog polja.

Na osnovu izraza (24) su izvršena detaljna izračunavanja Starkovih profila jednoelektronskih sistema. Karakteristike tih izračunavanja su uzimanje različitih aproksimacija za elektrone i jone i visoka tačnost izračunavanja matričnih elemenata Δ_d , C i Φ , pri čemu su korišćene parabolinih talasne funkcije i vrednosti energijskih nivoa. U ovim izračunavanjima su za operatore Δ_d i C popravke višeg reda procenjene kao nebitne. Procenjeno je takođe da ove popravke mogu biti bitne samo u slučaju visokih koncentracija kada linije, čijim višim nivoima odgovaraju različiti glavni kvantni brojevi, počinju da se mešaju (stapaju, preklapaju).

Praktično sva izračunavanja operatora Φ su zasnovana na aproksimaciji klasičnih trajektorija za perturbirane elektrone.

Ukoliko se zanemare kvazistatičko Starkovo cepanje raznih podnivoa i neelastični sudari, Φ se može napisati u obliku [17]:

$$\begin{aligned} \Phi \approx -2\pi N \int dv v f(v) \int d\rho \rho \left(\frac{\hbar}{m\rho v} \right)^2 \sum_{i''f''} \left\{ \frac{2}{3a_0^2} \left[\langle r_i | i'' \rangle \cdot \langle i'' | r_i \rangle - \right. \right. \\ \left. \left. - 2r_i \cdot r_f + \langle r_f | f'' \rangle \cdot \langle f'' | r_f \rangle \right] + \left(\frac{2}{15a_0^2 \rho} \right) \left(r_i^2 | i'' \rangle \cdot \langle i'' | r_i^2 \rangle \right) \right\} \end{aligned} \quad (25)$$

Vrednosti za dijagonalne elemente $(\cos^2 \theta)_{av}$ i ostale dijagonalne elemente je moguće dobiti integracijom po pravcima vektora ρ i v i uračunavanjem njihove ortogonalnosti. Operatori r_i i r_f odgovaraju jednom operatoru r_a , ali dejstvuju na stanja višeg (i) ili nižeg (f) nivoa. U izrazu (25) su samo članovi dipolne interakcije sa nižim nivoom, članovi koji sadrže

kvadrupolne popravke, koje se ovde tretiraju kao male, nisu uvršteni. Proizvodi dipolnih i kvadrupolnih članova teže ka nuli pri usrednjavanju po uglovima. Sumiranje se vrši po međustanjima i'' i f'' s vrednostima glavnih kvantnih brojeva koji odgovaraju i i f , redom.

Teorijski profil vodonične linije (24) se obično daje u obliku normiranog profila $S(\alpha)$ i to u obliku tabela za različite N_e i T_e kao funkcije redukovano rastojanja od centra linije α :

$$S(\alpha) = I(\omega) \left| \frac{d\omega}{d\alpha} \right| \approx \frac{2\pi c F_0}{\lambda_0^2} I(\omega) \quad (26)$$

$$\alpha = \frac{\Delta\lambda}{F_0} \approx -\frac{\Delta\omega\lambda_0^2}{2\pi c F_0} \quad (27)$$

gde je F_0 normalna Holtsmarkova jačina mikroelektričnog polja:

$$F_0 = 1.25 \cdot 10^{-9} Z N_e^{2/3} \quad (\text{e.s.j.}) \quad (28)$$

a $\Delta\lambda$ i $\Delta\omega$ su rastojanja od neperturbovane talasne dužine λ_0 izražene u jedinicama talasne dužine, odnosno u jedinicama ugaone frekvencije.

1.4.2. TEORIJA VIDAL-COOPER-SMITHA (VCS)

Prema unificiranoj teoriji [68] profil linije se može napisati u obliku:

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} \sum \text{Im} \left\{ d \frac{1}{\Delta\omega - \mathcal{L}(\Delta\omega)} d \right\} \quad (29)$$

gde su d , $\Delta\omega$ i $\mathcal{L}(\Delta\omega)$ odgovarajući operatori.

Za elektronske koncentracije $10^{22} - 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i elektronske temperature 12000 K - 20000 K, slaganje rezultata koje daje VCS teorija [68] sa izmerenim profilima za H_α , H_β , H_γ linija [69] je bolje od rezultata koje daje teorija [17].

Za niže elektronske koncentracije reda veličine 10^{19} m^{-3} i elektronske temperature od 20000 K primećeno je bolje slaganje sa eksperimentima [70 - 72]. Unificirana teorija ovde opisuje ukupan profil viših članova Balmerove serije unutar 5% odstupanja i posebno objašnjava ponašanje dalekih krila kao $\Delta\lambda^{-5/2}$, koja se ne moraju poklapati sa asimptotskim Holtsmarkovim krilima. VCS teorija predviđa da se sa opadanjem glavnog kvantnog broja, udeo elektronskog širenja ka centru linije smanjuje, što je potvrđeno eksperimentima u [73, 74]. Ovo potvrđuje empirijske modifikacije za statički profil koje je dao Edmonds [75].

Za više elektronske koncentracije, neslaganja između rezultata koje daje VCS teorija i eksperimenata su puno veća [76]. Ova teorija ne uzima u obzir asimetriju ili pomeraj linija. VCS teorija kao i ostale sudarne teorije, daje prenaplašenu centralnu strukturu linije. To se lepo može ilustrovati na primeru nepomerene komponente H_α i H_γ linije i na primeru dva maksimuma u centru H_β linije koji su po teoriji puno intenzivniji nego što pokazuju

eksperimenti. Najbolje slaganje VCS teorije i eksperimenta je u oblasti poluširine linije. Poluširine koje predviđa VCS teorija, a pre svega poluširina H_{β} linije, koriste se za određivanje elektronske koncentracije. Greška određivanja elektronske koncentracije ovim metodom iznosi 5 - 10 %. Ovo važi samo za profile koji nemaju izraženo Dopplerovo širenje. VCS teorija rezultate izračunavanja spektralnih profila daje takođe u obliku tabela [35]. U tabelama koje daje ova teorija, postoje profili spektralnih linija oblika $S(\Delta\alpha)$ ($\Delta\alpha \equiv \alpha$ (26)). U tabelama su date i koncentracije koje rastu za po polovinu dekade od tabele do tabele, kao i faktor konverzije $\Delta\lambda/\Delta\alpha = F_0$ i Holtsmarkova asimptota $\Delta\alpha^{-5/2}$ za krila jonskih linija.

Rezultati za $S(\Delta\alpha)$ koji su dati u zagradi, dobijeni su na osnovu unificirane teorije, a vrednosti ispred zagrade su dobijene posle konvolucije sa Dopplerovim profilom, računavajući iste konstituente plazme i za $T = T_e$.

Svaki profil je tabeliran za vrednosti $\Delta\alpha$ za koje je ispunjen uslov $\hbar\Delta\omega < kT$. Kako teorija daje simetričan profil vodoničnih linija, tabelarno je prikazana samo jedna polovina profila i to za različite elektronske temperature i koncentracije. Opseg elektronskih koncentracija za koje je tabeliran dati profil je određen oblašću važenja unificirane teorije. Za najveće koncentracije su uzete one za koje je profil linije i dalje izolovan od ostalih članova iste serije. Za visoke koncentracije se uzima vrednost $n_{IT}/30$ gde je n_{IT} vrednost elektronske koncentracije dobijena na osnovu Inglis-Tellerove relacije. Za niske elektronske koncentracije često je dovoljno koristiti Dopplerov profil sa dodatim asimptotskim krilima uz pomoć $\Delta\alpha^{-5/2}$.

Na vrhu svake kolone je dat parametar ekraniranja $r_0/D = 0.0898 \cdot N_e^{1/6} \cdot T^{-1/2}$. Za najniže temperature u slučaju da je $r_0/D > 0.9$ profili su izostavljeni, jer je za ove vrednosti r_0/D teorija koja daje raspodelu mikropolja diskutabilna.

U svakoj koloni se ispod vrednosti temperature nalazi i konstanta K koja je definisana kao:

$$K = \frac{\sum_k -f_k \ln(4C^2)}{\sum_k f_k}, \quad (30)$$

gde je f_k jačina oscilatora k -te Starkove komponente isključujući nepomerene komponente a

$$C = 4.565 \cdot 10^{-7} (nq - n'q') N_e^{1/2} T^{-1}, \quad (31)$$

gde je N_e izraženo u cm^{-3} , a T u K [68]. Kvantni brojevi za viši n, q i niži n', q' nivo odgovaraju k -toj Starkovoj komponenti. Konstanta K [77, 78] opisuje kvalitet sudarne teorije. Poželjno je da je $K \gg 1$, a za $K \leq 5$ profili se približavaju statičkoj granici.

Za većinu profila, unutar područja važenja sudarne teorije, rezultati koje daje teorija [79] se razlikuju od onih koje daje VCS teorija. Metodi izračunavanja S matrica u ove dve teorije se dosta razlikuju, a te razlike daju rezultate koji se posebno razlikuju za slučaj linija koje su osetljive na interakciju nižeg stanja.

1.5. NEVODONIČNE LINIJE

U slučaju nevodoničnih linija dominantno je širenje uslovljeno sudarima sa brzim perturbirima tj. elektronima. Sudarna teorija [17] u tom slučaju daje profil linije koji ima Lorentzov disperzioni oblik:

$$I(\omega) = \frac{w}{\pi} \frac{I_0}{(\omega - \omega_0 - d)^2 + w^2} \quad (32)$$

sa širinom w i pomerajem d , određenim sledećim izrazom:

$$w + id = N \int_0^\infty \nu f(\nu) d\nu \int_{\rho_{min}}^\infty 2\pi \rho d\rho [1 - S_i S_f]_{sr} \quad (33)$$

Sa $f(\nu)$ je označena funkcija raspodele perturbirera po brzinama, ρ je parametar sudara, a S_i i S_f su matrice koje opisuju rasejanje perturbirera na odgovarajućim višim i nižim stanjima atoma emitera. Usrednjavanje po uglovima $[\dots]_{sr}$ se može izvesti na dva načina. Jedan način je preko putanje perturbirera, pri čemu je orijentacija atoma (orijentacija dipolnog momenta atoma, ako se u obzir uzima samo dipolna interakcija) fiksirana (GBKO [14]). Drugi način je da se uzme da je putanja perturbirera fiksirana a usrednjavanje se vrši preko orijentacije atoma (Baranger [10 - 12], Sahal-Brechet [80]). Lorentzov profil dobro opisuje jonske linije. Linije neutralnih atoma su u principu asimetrične i za opisivanje ovih profila u račun se mora uzeti i uticaj jona. Joni kao perturbujuće čestice obično mnogo manje utiču na širenje spektralnih linija nego elektroni. Zbog toga se širenje pod uticajem jona računa kao popravka na sudarno širenje elektronima što znači da će se profil dobiti kao konvolucija elektronskog sudarnog profila i kvazistatičkog jonskog profila. Prema [8, 14] dobija se tzv. $j(x)$ profil koji se može napisati u obliku:

$$j(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{W_R(\beta) d\beta}{1 + (x - A^{4/3} \beta^2)^2} \quad (34)$$

gde je x redukovana frekvencija, odnosno redukovana talasna dužina:

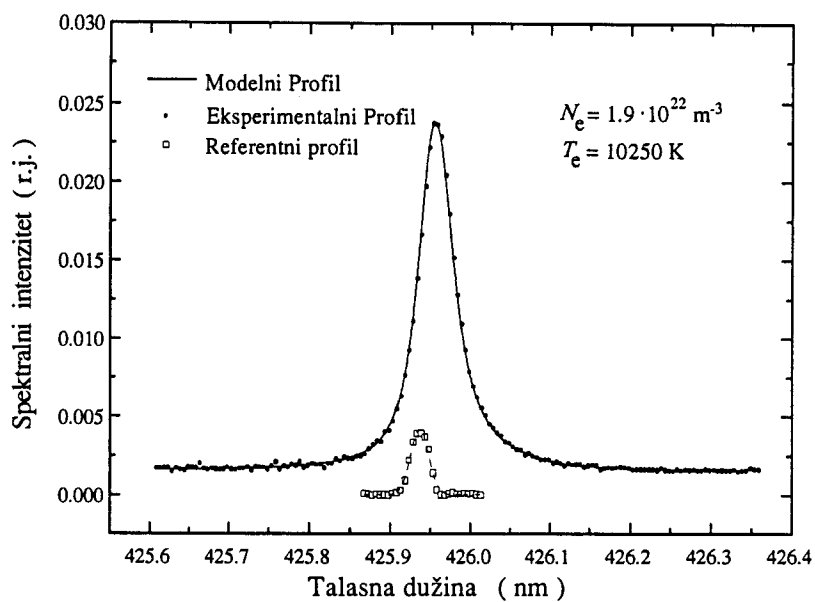
$$x = \frac{\omega - \omega_0 - d}{w} = \frac{\lambda - \lambda_0 - d}{w} \quad (35)$$

Ovde je ω_0 neperturbovana ugaona frekvencija, a w i d su elektronska sudarna širina i pomeraj, izraženi u odgovarajućim jedinicama tj. jedinicama ugaone frekvencije, odnosno u jedinicama talasne dužine. Raspodela električnog polja $W_R(\beta)$ je definisana izrazom [8]:

$$W(F) = \frac{1}{F_0} W_R\left(\frac{F}{F_0}\right) = \frac{1}{F_0} W_R(\beta) \quad (36)$$

Primer slaganja $j(x)$ profila i eksperimentalnog profila linije Ar I 425.94 nm prikazan je na slici 4 [81].





Slika 4. Upoređivanje eksperimentalnog profila linije Ar I 425.94 nm i teorijskog $j(x)$ profila [81].

Bez obzira koje se spektralne linije ispituju, vodonične ili nevodonične uvek je neophodno prethodno izvršiti dijagnostiku plazme. To znači da treba odrediti elektronsku koncentraciju i elektronsku temperaturu plazme.

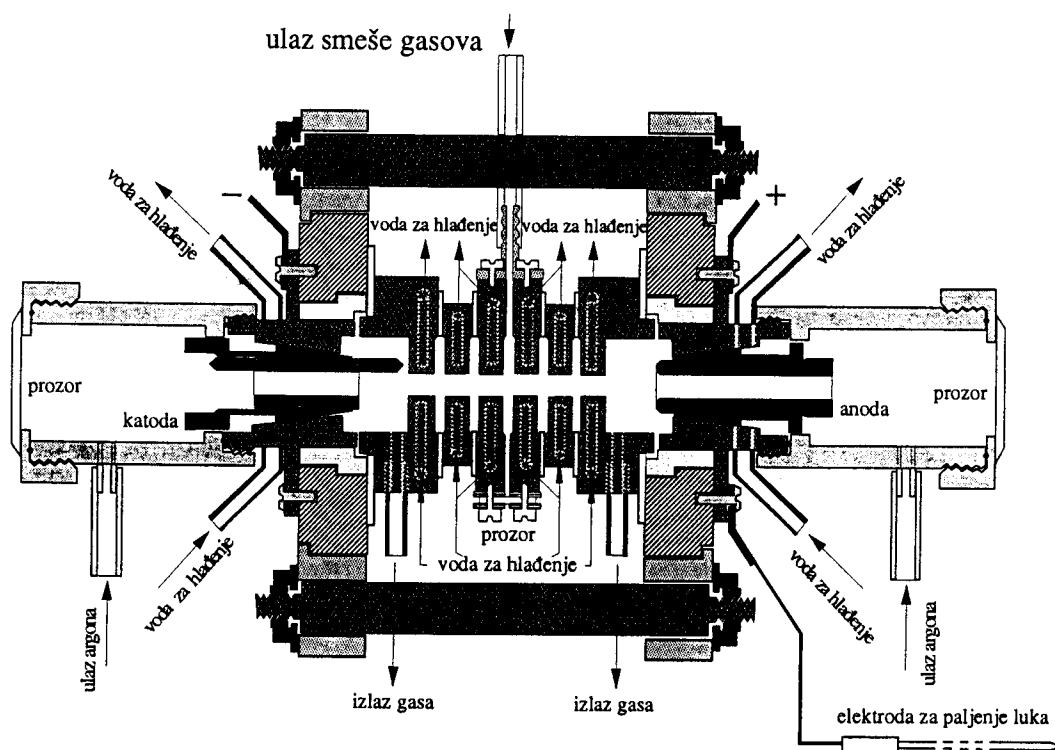
GLAVA II

OPIS EKSPERIMENTA

2.1. IZVOR PLAZME

Izvor plazme je zidom stabilisani električni luk Maeckerovog tipa [82] (slika 5). Šest bakarnih diskova debljine 7.1 mm, sa kružnim otvorom u sredini prečnika 5 mm, međusobno su izolovani teflonom debljine 0.5 mm i zajedno čine cilindrični kanal prečnika 5 mm i dužine 50 mm. Na krajevima ovog kanala nalaze se dva šira diska koji služe kao nosači elektroda. Na njima su takođe napravljene i izvodi na koje se priključuje električno napajanje luka.

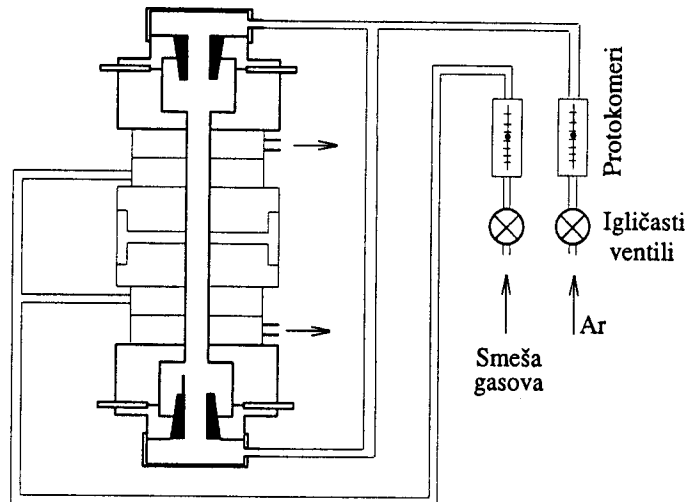
Anoda je izrađena od volframa prečnika 13 mm, a duž svoje ose ima kanal prečnika 5 mm. Katoda je sačinjena od volframske žice prečnika 3 mm i nalazi se u cilindričnom bakarnom držaču kroz koji je duž ose probušen kanal prečnika 5 mm i kroz koji se obično vrše spektroskopska posmatranja. Kroz teflonski izolator između centralnih diskova napravljeni su otvori kroz koje je moguće u centralni deo električnog luka uvoditi različite elemente ili vršiti poprečno posmatranje provodnog kanala.



Slika 5. Konstrukcija električnog luka

S obzirom da je katoda načinjena od tanke zašiljene žice, mesto električnog pražnjenja je fiksirano i ne dolazi do nestabilnog šetanja kraja provodnog kanala po površini katode.

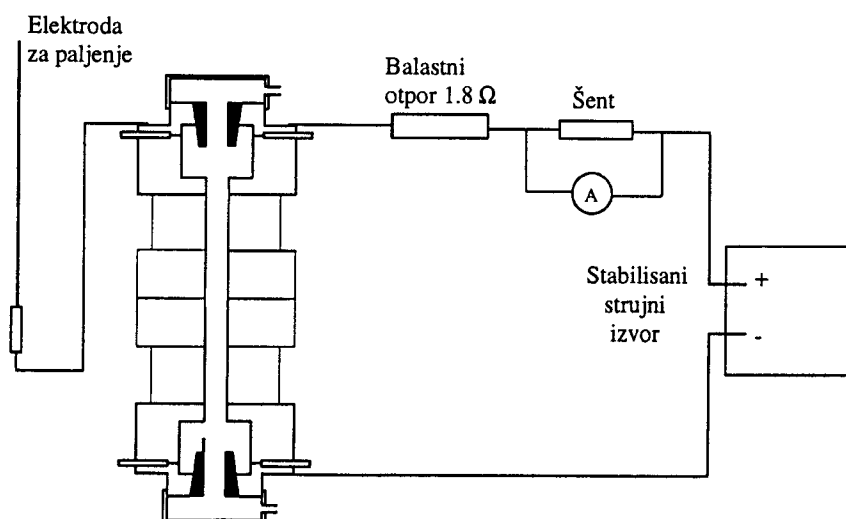
U prostor iza elektroda, koji je zatvoren kvarcnim prozorima, uvodi se čist argon. Regulacija protoka gasa vrši se igličastim ventilima, a kontrola protokomerima (slika 6).



Slika 6. Gasni sistem lučnog pražnjenja

Mešavina argona i vodonika se uvodi u prostor za pražnjenje između centralnih segmenata ili kroz diskove neposredno uz centralne segmente, a čist argon i mešavina izlaze kroz otvore koji se nalaze na krajnjim diskovima. To znači da luk radi u protočnom režimu na atmosferskom pritisku.

Električno napajanje luka se vrši pomoću stabilisanog izvora jednosmerne struje sa stabilnošću od 0.3%. Na red sa lukom vezan je balastni otpor od 1.8Ω . Šema kola za napajanje luka data je na slici 7.



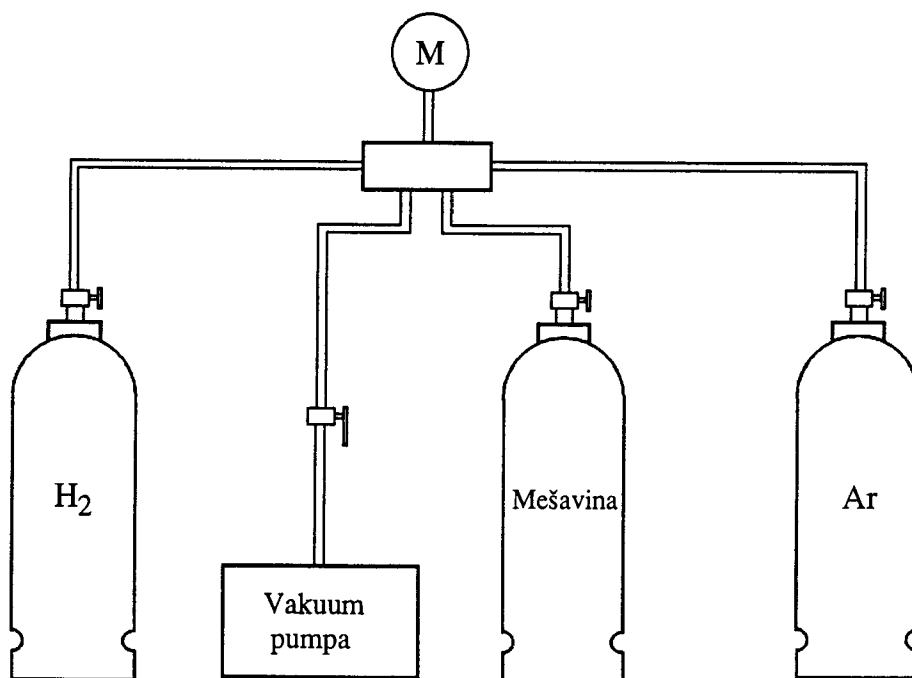
Slika 7. Šema kola za napajanje luka

Paljenje luka se vrši pomoću elektrode za paljenje kojom se uspostavlja kratak spoj između anode i katode. Izvlačenjem elektrode za paljenje luk se razvlači od šiljka katode do površine anode. Nakon toga, pomoćna elektroda se potpunim izvlačenjem iz anodnog kanala odstranjuje, a prostor iza anode se zatvara. Luk je napajan jednosmernom električnom strujom jačine 30 A, dok je napon između elektroda iznosio oko 70 V.

2.2. MEŠAVINA GASOVA

Radi utvrđivanja optimalnih uslova za određivanje elektronske koncentracije, u plazmu argona su ubacivane mešavine Ar (95%) + H₂ (5%), Ar (90%) + H₂ (10%), Ar (80%) + H₂ (20%) i Ar (70%) + H₂ (30%). Glavni protok argona je bio 3 l/min. Protok mešavine je menjan u intervalu od 0.6 l/min do 0.1 l/min. Na taj način se procenat vodonika unutar plazme menjao od 0.1% do 4.2%. Procenat vodonika u plazmi je procenjen na osnovu protoka čistog argona i protoka mešavine.

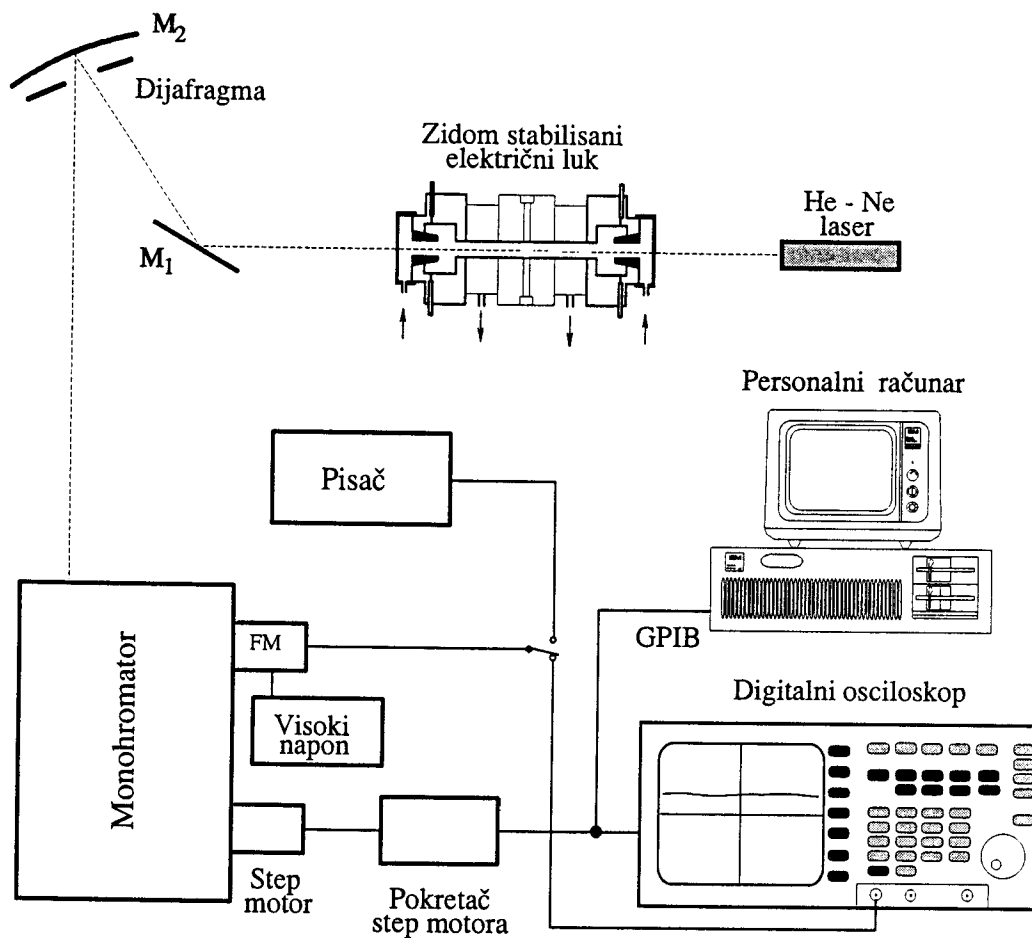
Postupak pravljenja mešavine je prikazan na slici 8. Prvo se iz cevi i srednje boce (mešavina) pomoću vakuum pumpe izvuče vazduh ili zaostali deo prethodne mešavine. Zatim se iz boce sa vodonikomпусти određena količina vodonika u srednju bocu. Nakon toga, ubacuje se argon. Procenat vodonika i argona u srednjoj boci se određuje na osnovu pritiska, koji se meri pomoću manometra M.



Slika 8. Šematski prikaz pravljenja mešavine argona i vodonika

2.3. OPTIČKI SISTEM

Na slici 9 je dat šematski prikaz eksperimentalne postavke mernog sistema. Ovde je korišćen optički sistem kao u radu [83]. Optičko poravnavanje sistema izvor plazme-ogledala-monohromator vrši se pomoću He-Ne lasera postavljenog iza luka.



Slika 9. Šematski prikaz mernog sistema

Spektroskopsko posmatranje se vrši duž ose luka kroz kvarcni prozor. Lik plazme se projektuje na ulaznu pukotinu monohromatora u odnosu 1:1, pomoću ravnog ogledala M_1 i sfernog ogledala M_2 , žižne daljine 1.5 m. Na sfernog ogledalu se nalazi kružna dijafragma prečnika 10 mm, čime je obezbeđeno posmatranje zračenja iz luka u vrlo uskom prostornom konusu. Izborom sfernog ogledala i njegovim položajem u odnosu na luk i monohromator obezbeđeno je potpuno osvetljavanje disperzione rešetke monohromatora. Monohromator je snabdeven difrakcionom rešetkom sa 1200 nareza/mm i inverznom linearnom disperzijom od 0.833 nm/mm. Zakretanje difrakcione rešetke monohromatora kontroliše se koračnim

motorom sa direktnim prenosom na zavrtanj i maksimalnom rotacionom rezolucijom od 36000 koraka/obrtaju što odgovara promeni talasne dužine od $1.4 \cdot 10^{-4}$ nm/koraku.

Na izlazu iz monohromatora se nalazi fotomultiplikator FM, kao detektor elektromagnetnog zračenja, koji se napaja izvorom visokog napona (1 kV). Širine ulazne i izlazne pukotine monohromatora su bile jednake i podešene na 20 μ m.

Signali sa fotomultiplikatora mogu da se vode na pisač ili na ulaz digitalnog osciloskopa. Osciloskop radi u režimu usrednjavanja signala. U slučaju kontinualnog izvora usrednjavanje se vrši po vremenu. Za određenu talasnu dužinu, osciloskop uzorkuje u jednom ciklusu (koji traje 100 ms) vrednost naponskog signala sa fotomultiplikatora 256 puta. Takvih ciklusa uzorkovanja ima 32. Dakle, osciloskop usrednjava $32 \cdot 256$ vrednosti naponskog signala sa fotomultiplikatora i ta srednja vrednost predstavlja spektralni intenzitet u jedinicama signala sa detektora (V).

Profil spektralne linije dobija se skeniranjem intenziteta zračenja u određenom intervalu talasnih dužina.

Rad digitalnog osciloskopa, tj. postavljanje odgovarajućih parametara osciloskopa (kao što su vremenska baza, vertikalna naponska osetljivost, način okidanja za početak i kraj uzorkovanja, broj usrednjavanja itd.) i kasnije očitavanje srednje vrednosti sa osciloskopa u potpunosti je vođeno i kontrolisano pomoću računara preko HP-IB interfejsa.

Pomoću HP-IB interfejsa je upravljano i koračnim motorom za pokretanje rešetke monohromatora. Za potrebe eksperimenta napravljen je odgovarajući program koji omogućava da se pre početka merenja postave svi odgovarajući parametri neophodni za proces snimanja profila određene spektralne linije. Neophodno je prvo uneti broj tačaka potreban za skeniranje spektralne linije, početnu talasnu dužinu i interval talasne dužine za koji se pomera difrakciona rešetka između dva uzastopna uzorkovanja. Nakon toga se unose parametri osciloskopa. Na datoj talasnoj dužini se očitava intenzitet signala sa osciloskopa, zatim se preko HP-IB interfejsa pošalje signal za promenu talasne dužine, pa se nakon toga ponovo očitava intenzitet signala. Ovaj postupak se ponavlja sve dok se ne proskenira ceo profil linije. Isti računar se koristi i za čitanje odnosno prikupljanje eksperimentalnih podataka. Treba istaći da se u toku procesa snimanja svaka očitana eksperimentalna tačka odmah prikazuje na ekranu računara, što omogućuje vizuelno praćenje i pravovremene korekcije toka eksperimenta. Prilikom snimanja na pisaču, rešetka monohromatora se pomera kontinualno.

2.4. KALIBRACIJA OPTIČKOG SISTEMA

Prilikom merenja intenziteta spektralnih linija vrlo često je neophodno prethodno izvršiti kalibraciju mernog optičkog sistema.

Optički sistem ima različitu osetljivost za različite vrednosti talasnih dužina zračenja. Na taj način, može se desiti da spektralne linije većih intenziteta budu registrovane sa mnogo manjim intenzitetima ako je osetljivost optičkog sistema na talasnim dužinama tih spektralnih linija mala. Iz tog razloga porebno je, pre svega, odrediti spektralnu osetljivost mernog sistema, pa tek onda vršiti merenja.

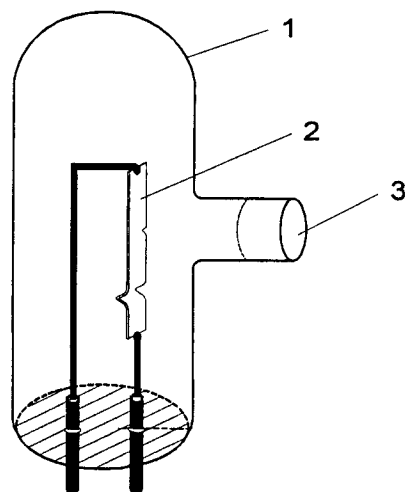
Optički sistem u ovom slučaju čine ogledala, monohromator i fotomultiplikator. Svaki od ovih elemenata ima svoju karakteristiku. Refleksija ogledala kao i rešetke monohromatora

nije jednaka za svaku talasnu dužinu. Karakteristika detektora tj. fotomultiplikatora takođe zavisi od talasne dužine upadnog zračenja.

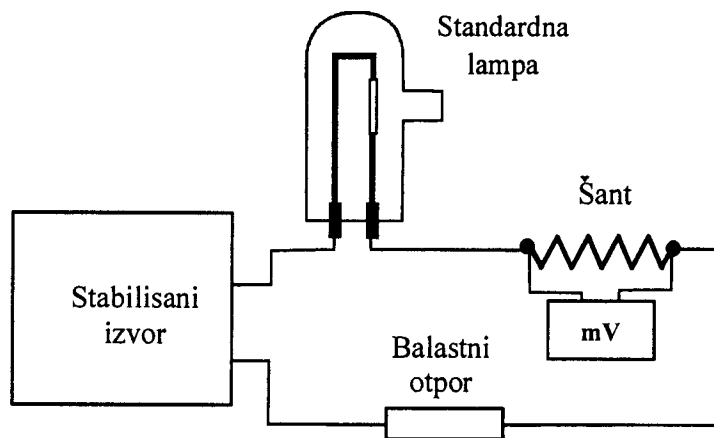
Za određivanje spektralne osetljivosti odnosno kalibraciju mernog sistema se koristi odgovarajući kalibracioni izvor. Ovde je to tzv. standardna lampa sa volframskom trakom, koja vrlo dobro oponaša apsolutno crno telo. Volframska traka se zagreva električnom strujom, a nalazi se u staklenom balonu punjenim inertnim gasom pod niskim pritiskom [83]. Standardna lampa prikazana je na slici 10.

U pravcu normalnom na površinu trake i u visini sredine trake nalazi se izduženi cilindrični stakleni deo na čijem se kraju nalazi kvarcni prozor, kroz koji se posmatra emitovano zračenje. Sredina trake je označena "V" zarezom. U donjem delu traka je savijena zbog amortizovanja termičkog naprezanja.

Od jačine struje koja protiče kroz volframsku traku standardne lampe zavisi temperatura trake, a time i intenzitet emitovanog zračenja. Promena jačine struje od 1 mA pri jačini struje od 30 A prouzrokuje promenu u spektralnom intenzitetu zračenja približno 0.01%. Ovo ukazuje da je prilikom merenja sa standardnom lampom potrebno koristiti visoko stabilan izvor struje. Takođe je važno i precizno merenje jačine struje. Na slici 11 prikazano je kolo za električno napajanje standardne lampe.



Slika 10. Standardna lampa.
1-stakleni balon
2-volframska traka
3-kvarcni prozor

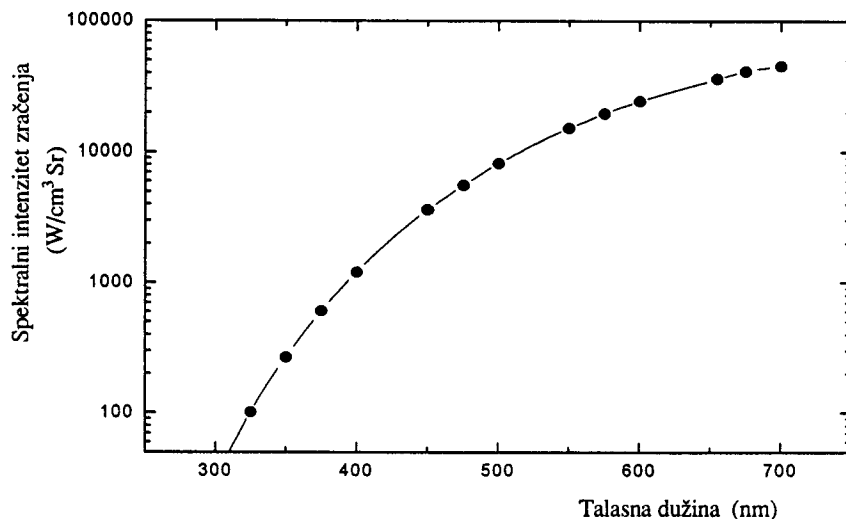


Slika 11. Šema kola za električno napajanje standardne lampe

Kao izvor struje koristi se jednosmerni stabilisani izvor, posebno konstruisan za ovakve namene. Izvor daje maksimalnu jačinu struje od 30 A sa stabilnošću od 0.3%. Jačina struje se meri i kontroliše pomoću štant otpornika i milivoltmetra. U kolu se još nalazi i balastni otpornik od 1.8Ω jer je otpor volframske trake standardne lampe veoma mali i iznosi 0.006Ω u nezagrejanom stanju.

Prilikom uključanja standardne lampe u kolo struje treba početi sa jačinom struje ne većom od 5 A i nakon svakih 5 minuta povećavati jačinu struje sa korakom ne većim od 5 A da bi se izbeglo veliko termičko naprezanje volframske trake. Nakon dostignute jačine struje od 30 A treba sačekati oko 30 minuta da se temperatura lampe stabilizuje pa tek onda početi sa merenjem. Pri jačini struje od 30 A temperatura trake je oko 2100 K.

Standardna lampa je kalibrisana u radiometrijskom odeljenju u NIST-u, a njena karakteristika je prikazana na slici 12.



Slika 12. Karakteristika standardne lampe

Oblik krive karakteristike standardne lampe može se opisati polinomom četvrtog stepena [85]:

$$I_{\lambda}^F = C_1 \lambda^4 + C_2 \lambda^3 + C_3 \lambda^2 + C_4 \lambda + C_5 \quad (37)$$

gde koeficijenti C_i za opseg od 300 nm do 400 nm imaju vrednosti:

$$\begin{aligned} C_1 &= 2.315 \cdot 10^{-10} \\ C_2 &= -2.3484658 \cdot 10^{-8} \\ C_3 &= 8.9896237478 \cdot 10^{-3} \\ C_4 &= -1.5374042511 \cdot 10^1 \\ C_5 &= 9.90165918 \cdot 10^3 \end{aligned}$$

U opsegu od 400 nm do 500 nm koeficijenti C_i imaju sledeće vrednosti:

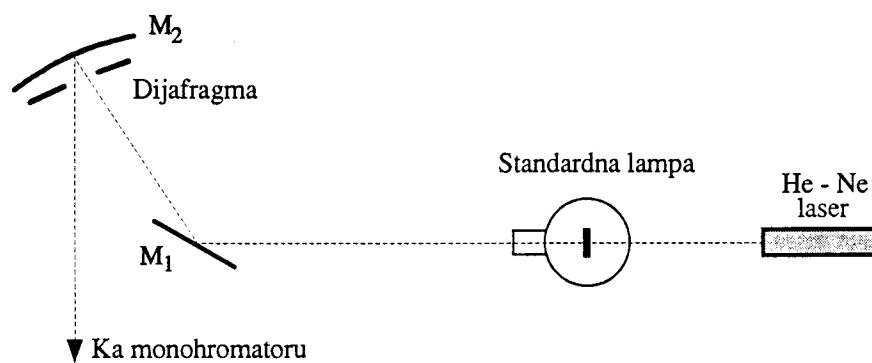
$$\begin{aligned} C_1 &= 0 \\ C_2 &= 7.990815 \cdot 10^{-7} \\ C_3 &= -6.579451 \cdot 10^{-3} \\ C_4 &= 1.743383 \cdot 10^1 \\ C_5 &= -1.440138 \cdot 10^4 \end{aligned}$$

a za opseg od 500 nm do 700 nm imaju vrednosti:

$$\begin{aligned}
 C_1 &= -1.026 \cdot 10^{-10} \\
 C_2 &= 1.7465619 \cdot 10^{-8} \\
 C_3 &= -6.17722422 \cdot 10^{-3} \\
 C_4 &= -6.0628 \cdot 10^0 \\
 C_5 &= 3.8810152344 \cdot 10^4
 \end{aligned}$$

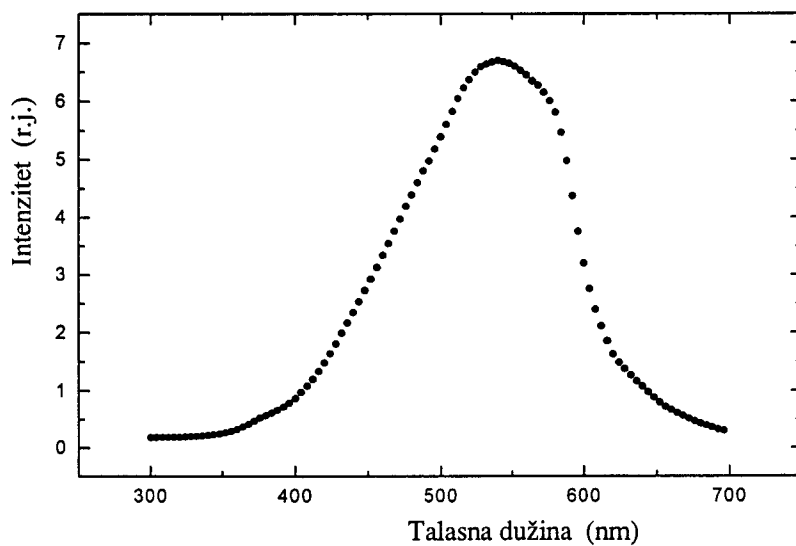
Na osnovu koeficijenata dobijenih fitovanjem i datog polinoma može se izračunati intenzitet zračenja standardne lampe za bilo koju talasnu dužinu.

Radi snimanja osetljivosti optičkog sistema, standardna lampica se postavlja na mesto gde treba da bude postavljen izvor plazme (slika 13). Zračenje iz lampe prelazi isti optički put kao i kasnije zračenje iz plazme tj. ide preko ogledala M_1 i M_2 ka ulaznoj pukotini monohromatora. Na slici 13 je šematski prikazan samo deo aparature tj. lampica, ogledala kao i He-Ne laser koji kao što je već rečeno služi za optičko poravnavanje. Ostali deo aparature je isti kao na slici 9.



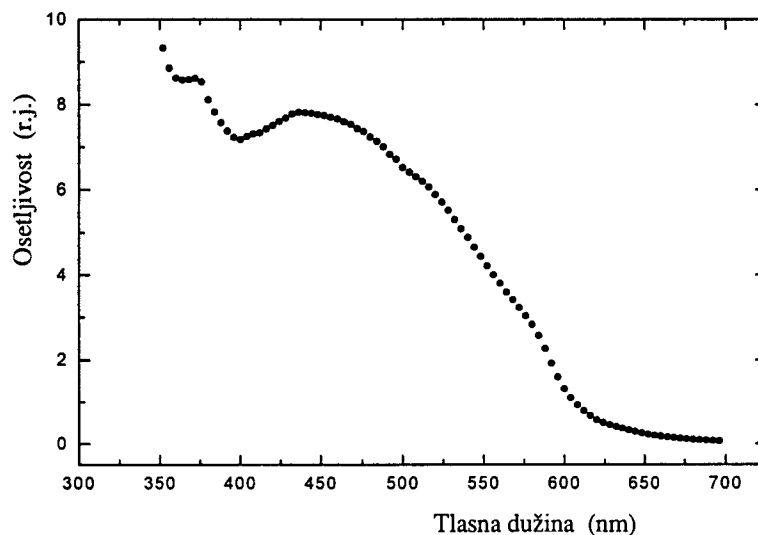
Slika 13. Merni sistem za kalibraciju optičkog sistema

Intenzitet zračenja standardne lampe snimljen pomoću osciloskopa, u intrvalu talasnih dužina od 300 nm do 700 nm, prikazan je na slici 14.



Slika 14. Snimljeni intenzitet zračenja standardne lampe pomoću optičkog mernog sistema

Spektralna osjetljivost sistema se dobija kada se intenzitet zračenja standardne lampe, snimljen pomoću optičkog sistema (slika 14), podeli sa intenzitetom koji predstavlja karakteristiku standardne lampe (slika 12). Ovo je prikazano na slici 15.



Slika 15. Spektralna osjetljivost optičkog sistema

Spektralna osjetljivost tj. kalibraciona kriva, prikazana na slici 15, predstavlja relativnu osjetljivost sistema ogledala, monohromator i fotomultiplikator u funkciji talasne dužine.

Relativna osjetljivost izražena je kao:

$$\frac{\text{napon na fotomultiplikatoru u relativnim jedinicama}}{\text{snaga zracenja sa jedinice površine po jedinici intervala talasne dužine}}$$

Sa krive na slici 15 se vidi da je osjetljivost sistema veća u plavom delu spektra, a najveća je u oblasti od 350 nm do 500 nm. Na osnovu karakteristike fotomultiplikatora može se zaključiti da bi za talasne dužine ispod 350 nm osjetljivost trebalo da opada. Na slici 15 se međutim, vidi suprotno tj. osjetljivost počinje da raste. Uzrok tome leži u osobini korišćene difrakcione rešetke. Naime, kada se rešetka postavi u nulti položaj tj. u ravan koja je normalna na pravac zračenja koje pada na ulaznu pukotinu monohromatora, ona deluje kao ogledalo. To znači da podjednako reflektuje zračenje različitih talasnih dužina. Za talasne dužine ispod 350 nm rešetka je već blizu nultog položaja i počinje da deluje kao ogledalo. Prema tome, monohromator sa postojećom difrakcionom rešetkom je pogodan za rad, praktično u vidljivoj oblasti spektra od 350 nm do 650 nm.

2.5. INSTRUMENTALNI PROFIL

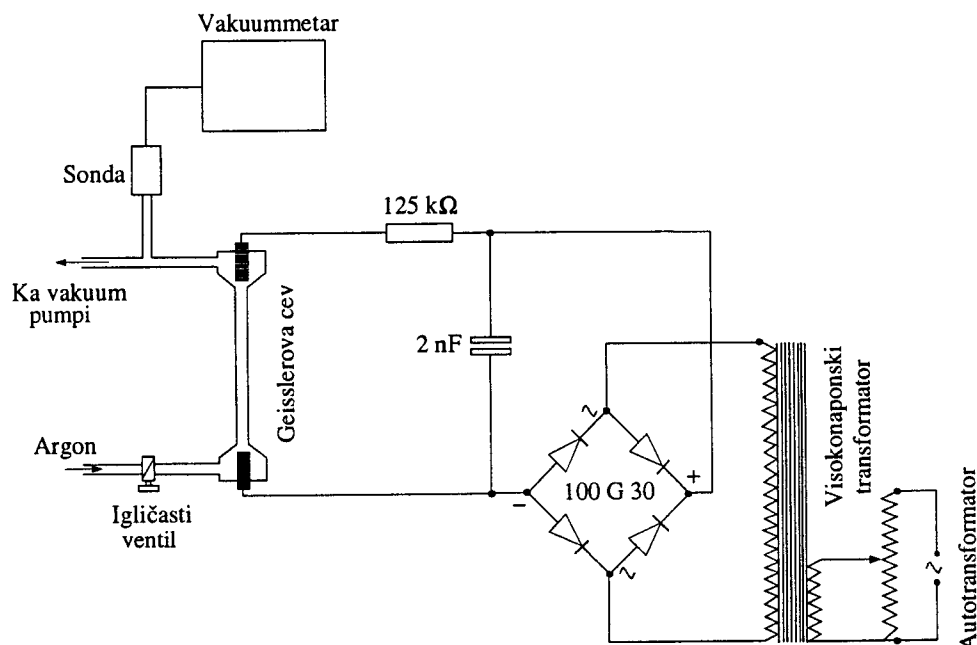
Pored kalibracije optičkog sistema potrebno je odrediti i instrumentalnu poluširinu spektralnih linija, da bi se u slučaju potrebe mogla izvršiti korekcija eksperimentalnog profila. Instrumentalno širenje spektralnih linija karakteriše se Gausovom raspodelom, a posledica je

različitih karakteristika optičkog sistema, kao i samog spektralnog uređaja. Čak i u slučaju strogo monohromatskog zračenja javlja se instrumentalno širenje uzrokovano difrakcijom na pukotinama spektralnog uređaja. Dakle, instrumentalna poluširina spektralne linije zavisi od širine ulazne i izlazne pukotine i talasne dužine zračenja.

Instrumentalna širina se može proceniti na osnovu referentnih spektralnih linija emitovanih iz izvora koji radi na niskom pritisku. Kao spektralni izvor za određivanje instrumentalne poluširine korišćena je Geisslerova cev. Linije neutralnog argona emitovane iz Geisslerove cevi imaju veoma malu poluširinu, blisku prirodnoj poluširini. To znači da će poluširina snimljenog profila spektralne linije nastale zračenjem iz Geisslerove cevi biti ustvari instrumentalna poluširina linije.

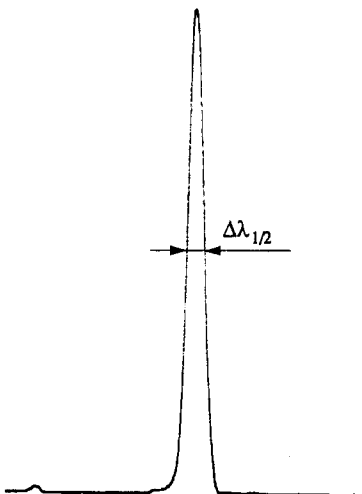
U ovom slučaju korišćena je stara Geisslerova cev koja se otvori na oba kraja i naprave se odgovarajući priključci kao što je prikazano na slici 16 [86].

Jedan od tih priključaka poveže se sa vakuum pumpom i vakuummetrom, a na drugi kraj se preko igličastog ventila uvodi čist argon. Cev radi u protočnom režimu, a pritisak u cevi se održava na vrednosti 150 Pa. Za električno napajanje Geisslerove cevi korišćen je izvor jednosmernog visokog napona. Na redno vezane Geisslerovu cev i balastni otpornik od 125 k Ω se dovodi napon od 4 kV dok je struja u kolu 14 mA. Na taj način je ostvareno stabilno pražnjenje kroz Geisslerovu cev. Kako se u toku rada Geisslerova cev zagreva, vrši se njeno hlađenje usmerenim strujanjem vazduha oko suženog dela cevi.



Slika 16. Električno i gasno napajanje referentnog izvora na niskom pritisku

Radi snimanja profila spektralne linije, Geisslerova cev se postavi neposredno ispred ulazne pukotine monohromatora (slika 9). Primer jednog tako snimljenog instrumentalnog profila dat je na slici 17.



Slika 17. Instrumentalni profil linije Ar I 425.94 nm

Izmerena vrednost poluširine instrumentalnog profila iznosi 0.025 nm. Širina kao i oblik instrumentalnog profila ukazuju na dobro podešen monohromator.

2.6. SAMOAPSORPCIJA

U slučaju kada se plazma posmatra duž ose luka, zbog velike dužine plazmenog kanala, izvor zračenja se obavezno mora testirati na samoapsorpciju.

U svakom izvoru plazme konačnih dimenzija može doći do pojave samoapsorpcije. Samoapsorpcija zračenja može dovesti do toga da se dobije manje ili više deformisan i proširen profil spektralne linije.

Često se dešava da samoapsorpcija samo malo deformiše oblik profila spektralne linije, tako da je u tom slučaju veoma teško proceniti stepen samoapsorpcije samo na osnovu snimljenog oblika profila linije.

Postoji niz metoda koje se koriste da se utvrdi prisustvo samoapsorpcije i da se otklone uzroci ili da se samoapsorpcija svede na meru kada je moguće izvršiti korekciju snimljenog profila spektralne linije.

Intenzitet zračenja koje emituje plazma debljine l u uslovima lokalne termodinamičke ravnoteže dat je izrazom [87]:

$$I_{\lambda} = B_{\lambda,T} [1 - \exp(-k_{\lambda}l)] \quad (38)$$

gde je $B_{\lambda,T}$ - Planckova funkcija, a k_{λ} - koeficijent apsorpcije, koji je sa emisionim koeficijentom ϵ_{λ} povezan relacijom:

$$\varepsilon_{\lambda} = k_{\lambda} B_{\lambda,T} \quad (39)$$

U zavisnosti od vrednosti optičke debljine plazme $\tau_{\lambda} = k_{\lambda} l$ razlikujemo tri slučaja:

1. $k_{\lambda} l \ll 1$ (optički tanka plazma) kada je apsorpcija mala, pa se izraz (38) može razviti u red i zanemarivanjem viših članova reda dobja se: $I_{\lambda} \cong B_{\lambda,T} k_{\lambda} l$
2. $k_{\lambda} l \gg 1$ (optički debela plazma) kada je apsorpcija velika. Tada je: $I_{\lambda} \cong B_{\lambda,T}$ tj. intenzitet zračenja plazme je približno jednak intenzitetu zračenja koje emituje apsolutno crno telo na temperaturi T i u tom slučaju spektralna linija gubi svoj karakterističan oblik.
3. $k_{\lambda} l \leq 1$ kada se profil linije može svesti na slučaj optički tanke plazme korekcijom na samoapsorpciju.

U cilju testiranja izvora plazme koji se koristi u ovom eksperimentu, na prisustvo samoapsorpcije, korišćen je sledeći metod. Iza izvora plazme postavljeno je jedno sferno ogledalo na rastojanju jednakom dvostrukoj vrednosti žižne daljine datog ogledala od centra izvora zračenja. Između ovog ogledala i električnog luka (tj. izvora plazme) postavljen je prekidač svetlosti koji se obrće određenom brzinom i prekida optički put između sfernog ogledala i izvora plazme. Na taj način se na ulaznu pukotinu monohromatora naizmenično dovodi zračenje iz plazme stabilisanog luka sa ili bez povratnog zračenja odbijenog od sfernog ogledala postavljenog iza luka.

Proveravanje postojanja samoapsorpcije i izračunavanje stepena samoapsorpcije svodi se na upoređivanje intenziteta zračenja iz plazme sa intenzitetom kada postoji i povratno zračenje. To se radi u oblasti talasnih dužina gde se nalazi spektralna linija i u oblasti dalekoj od centra linije tj. na mestu gde postoji samo kontinualno zračenje i gde nema apsorpcije.

Na slici 18a je dat šematski prikaz prolaska zračenja kroz plazmu, u slučaju direktnog zračenja J_{λ} i u slučaju kada postoji i reflektovano zračenje J_{λ}^* , a na slici 18b prikazani su odgovarajući intenziteti zračenja na primeru spektralne linije. Punom linijom je označen apsorbovani profil, a isprekidanom linijom korigovani tj. pravi profil linije.

Apsorpcioni koeficijent ima najveću vrednost u centru linije, dok na kontinuumu ima vrednost nula. Prema tome, u cilju rekonstrukcije profila linije, mora se izvršiti izračunavanje tačku po tačku duž celog profila linije, posebno u slučaju vrlo širokih linija kao što je H_{β} linija.

Ako se sa I_{λ} 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 padati zračenje intenziteta [86]:

$$J_{\lambda} = I_{\lambda} \exp(-k_{\lambda} l) \quad (40)$$

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

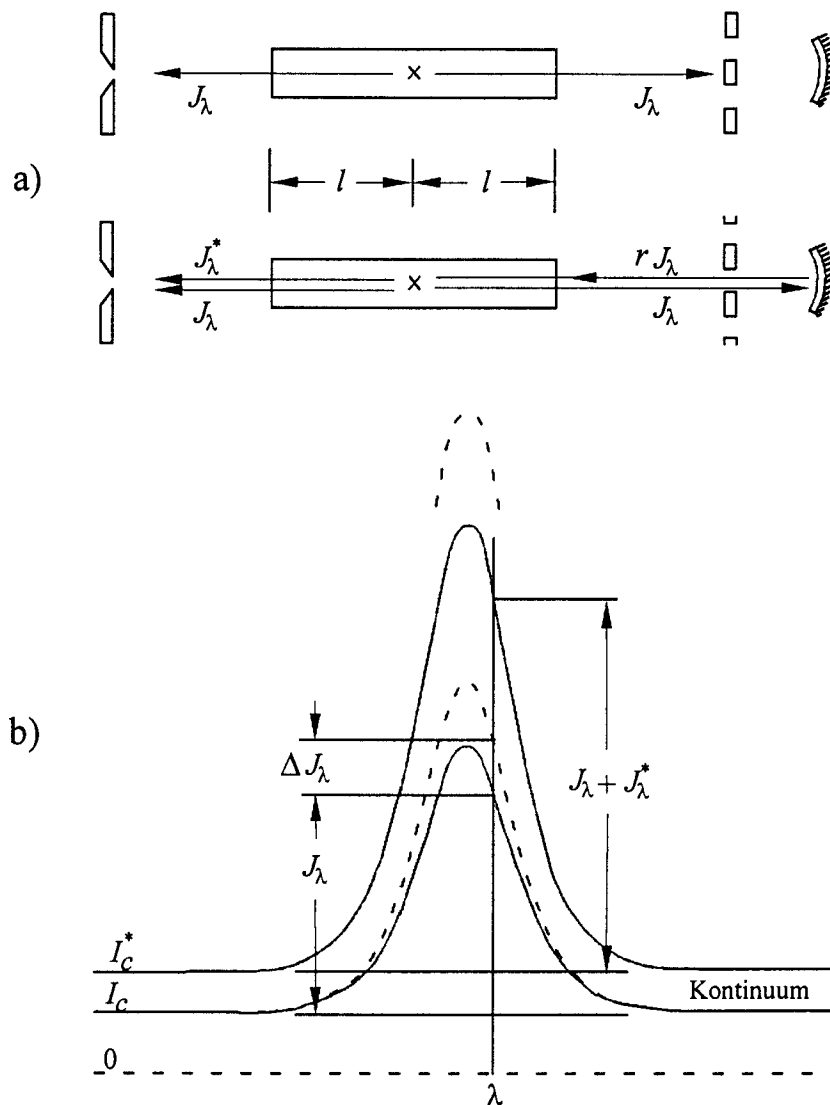
$$J_{\lambda}^* = I_{\lambda}^* \exp(-2k_{\lambda} l) = r J_{\lambda} \exp(-2k_{\lambda} l) = r I_{\lambda} \exp(-3k_{\lambda} l) \quad (41)$$

gde je r - koeficijent refleksije ogledala. Prema oznakama na slici 18 može se napisati:

$$I_\lambda = J_\lambda + \Delta J_\lambda \quad (42)$$

$$I_\lambda^* = J_\lambda^* + \Delta J_\lambda^* \quad (43)$$

gde su ΔJ_λ i ΔJ_λ^* - odgovarajuće korekcije na samoapsorpciju.



Slika 18. Šematski prikaz prolaska zračenja kroz plazmu (a) i prikaz odgovarajućih intenziteta zračenja na primeru spektralne linije

Koeficijent refleksije ogledala se može izraziti kao odnos pravih tj. neapsorbovanih intenziteta zračenja ili pomoću intenziteta zračenja na kontinuumu gde nema apsorpcije:

$$r = \frac{I_{\lambda}^*}{I_{\lambda}} = \frac{I_C^* - I_C}{I_C} \quad (44)$$

Na osnovu izraza (42), (43) i (44) može se napisati da je:

$$\Delta J_{\lambda}^* = r(J_{\lambda} + \Delta J_{\lambda}) - J_{\lambda}^* \quad (45)$$

dok na osnovu izraza (43) i (41) sledi:

$$\Delta J_{\lambda}^* = I_{\lambda}^* - J_{\lambda}^* = r J_{\lambda} \left[\exp(k_{\lambda} l) - \frac{1}{\exp(2k_{\lambda} l)} \right] \quad (46)$$

Zamenom $\exp(k_{\lambda} l) = \frac{I_{\lambda}}{J_{\lambda}}$ i koristeći izraze (42) i (40), dobija se:

$$\Delta J_{\lambda}^* = r \frac{(J_{\lambda} + \Delta J_{\lambda})^3 - J_{\lambda}^3}{(J_{\lambda} + \Delta J_{\lambda})^2} \quad (47)$$

Izjednačavanjem izraza (45) i (47) dobija se izraz za korekciju profila spektralne linije na samoapsorpciju za datu vrednost talasne dužine:

$$\Delta J_{\lambda} = J_{\lambda} \left[\left(r \frac{J_{\lambda}}{J_{\lambda}^*} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (48)$$

Prema tome, na osnovu ovog izraza i izraza (42) može se dobiti pravi tj. neapsorbovani intenzitet za datu talasnu dužinu λ :

$$I_{\lambda} = J_{\lambda} \left(r \frac{J_{\lambda}}{J_{\lambda}^*} \right)^{1/2} \quad (49)$$

Pomoću ovog izraza sada je moguće rekonstruisati ceo profil apsorbirane spektralne linije. Ova korekcija se može primeniti jedino ukoliko važi uslov $k_{\lambda} l \leq 1$, pri čemu se optička debljina plazme može izračunati kao:

$$\tau_{\lambda} = k_{\lambda} l = \frac{1}{2} \ln \left(r \frac{J_{\lambda}}{J_{\lambda}^*} \right) \quad (50)$$

Osim samoapsorpcije na oblik spektralne linije mogu uticati i hladni slojevi plazme koji se nalaze u blizini elektroda. U tim hladnim slojevima postoji gradijent elektronske koncentracije i temperature. Emisija iz hladnih slojeva može da dovede do distorzije profila spektralne linije.

GLAVA III

DIJAGNOSTIKA PLAZME

Jedan od osnovnih problema eksperimentalne fizike plazme je određivanje parametara koji opisuju stanje kako laboratorijski proizvedenih plazmi tako i astrofizičkih plazmi. Dakle, za istraživanja bilo kakvih procesa koji se dešavaju u plazmi neophodno je pre svega izvršiti dijagnostiku plazme tj. odrediti koncentracije i temperature njenih pojedinih komponenti ili neke druge veličine koje su od interesa.

Postoje različite metode dijagnostike plazme. Ipak, čini se da spektroskopska metoda, po kojoj se parametri plazme određuju na osnovu analize spektra zračenja emitovanog iz plazme, ima prednost u odnosu na druge metode. Kod spektroskopske metode, s jedne strane, nema efekta narušavanja stanja sistema u toku merenja, dok s druge strane, spektar sadrži veliki broj značajnih informacija. Na primer, na osnovu talasnih dužina spektralnih linija, sadržanih u spektru, mogu se dobiti informacije o tome koji su elementi prisutni i plazmi i u kom jonskom stanju. Profil spektralne linije nosi informaciju o kinetičkoj temperaturi emitera (Dopplerovo širenje) i o koncentraciji perturbujućih čestica (širenje usled pritiska).

U slučaju električnog pražnjenja kroz gasove određivanje elektronske koncentracije N_e i temperature T_e je ključni korak u spektroskopiji plazme. U ovim plazmama gasovite hemijske vrste su delimično jonizovane, pa prema tome stepen jonizacije gasa kao i analitička svojstva plazme određuju vrednosti elektronske koncentracije N_e i temperature T_e .

Za određivanje elektronske koncentracije primenjuju se raznovrsne metode, kao što su na primer [88]:

1. metod Saha - Eggertove jonizacione ravnoteže
2. metod Inglis - Tellera
3. merenje apsolutnog intenziteta kontinuuma
4. metod Langmuirove sonde
5. metod Thomsonovog rasejanja
6. metod laserske interferometrije
7. metod Starkovog širenja spektralnih linija

Za određivanje elektronske temperature postoji niz metoda i sve podrazumevaju prethodno poznavanje elektronske koncentracije što ih u suštini čini samousaglašenim. Elektronska temperatura se može odrediti na primer:

1. pomoću relativnog intenziteta kontinuuma [8, 89]
2. na osnovu intenziteta linije i kontinuuma [8, 90]
3. pomoću odnosa pomeraja i poluširine Starkovski proširenih izolovanih linija [8, 91, 92]
4. na osnovu ravnotežnog sastava plazme [5, 93-95]

3.1. ODREĐIVANJE ELEKTRONSKE KONCENTRACIJE

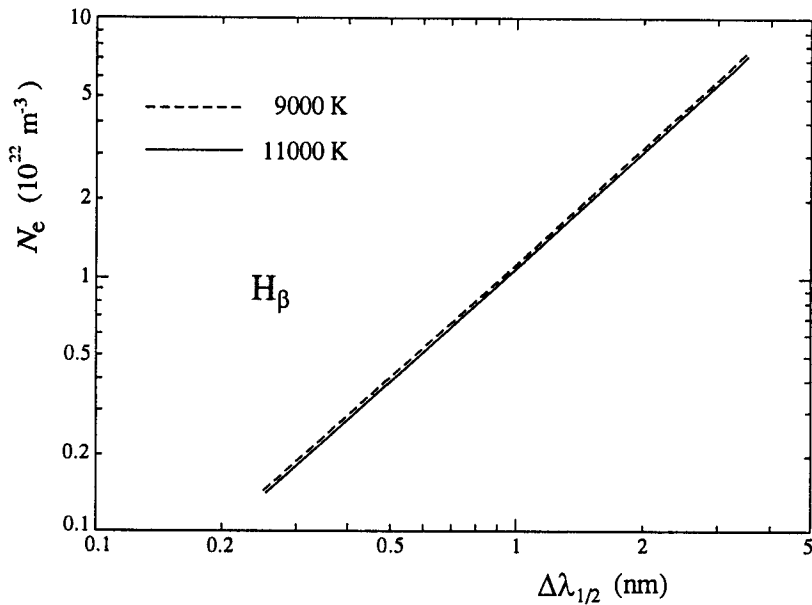
Od prethodno nabrojanih metoda za određivanje elektronske koncentracije N_e , Starkovo širenje se najčešće koristi u spektroskopiji plazme zbog svoje relativne jednostavnosti, dobre teorijske potpore i dostupnosti teorijskih profila spektralnih linija vodonika, helijuma i argona [88]. U primeni Starkovog širenja za određivanje elektronske koncentracije mogu se uočiti dva osnovna pristupa. Prvi pristup obuhvata poređenje poluširine eksperimentalnog profila sa poluširinom koju predviđa teorija [17, 35]. Drugi pristup je zasnovan na upoređivanju oblika eksperimentalnih i teorijskih profila procedurom minimizacije χ^2 -funkcije [96 - 99].

U ovom radu je elektronska koncentracija N_e određivana na osnovu poluširine vodonikove H_β linije (486.13 nm). Ova linija Balmerove serije vodonika se vrlo često koristi za određivanje elektronske koncentracije jer se nalazi u pogodnoj oblasti spektra, vrlo je široka i intenzivna u odnosu na mali broj bliskih linija argona. Dakle, elektronska koncentracija N_e se određuje na osnovu teorijske zavisnosti između poluširine vodonikove H_β linije i elektronske koncentracije. H_β linija je teorijski vrlo dobro opisana, što je potvrđeno nizom eksperimenata (vidi na primer [69]).

Kada se radi o argonskoj plazmi, što je slučaj u ovom eksperimentu, u plazmu argona se ubacuje određen mali procenat vodonika. Ta količina vodonika je sasvim dovoljna da se u spektru dobije izražena H_β linija, na osnovu čije poluširine se zatim određuje elektronska koncentracija. Pri tome je korišćena Vidal, Cooper i Smith teorija [35] koja pored Starkovog efekta uzima u obzir i Dopplerov efekat. Mada je doprinos Dopplerovog širenja na vrlo veliku širinu H_β linije u uslovima ovog eksperimenta vrlo mali, to je jedini mehanizam širenja o kojem bi se u ovom slučaju još moglo govoriti. Na primer, za temperaturu od 10000 K, kada je poluširina eksperimentalnog profila H_β linije 2.2 nm, Dopplerova poluširina je 0.035 nm. Treba, međutim, naglasiti da poluširina H_β linije vrlo slabo zavisi od temperature. Na slici 19 je prikazana zavisnost poluširine H_β linije u funkciji elektronske koncentracije, gde je kao parametar uzeta temperatura od 9000 K i 11000 K. To su vrednosti između kojih se kretala temperatura u ovom eksperimentu.

Znači, merenjem poluširine eksperimentalnog profila H_β linije može se sa grafikom prikazanog na slici 19, odrediti elektronska koncentracija u plazmi.

Elektronska koncentracija se u ovom eksperimentu kretala od $2.20 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ do $3.60 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$. S obzirom na stabilnost plazme stabilisanog luka i na reproducibilnost profila H_β linije, greška određivanja elektronske koncentracije je procenjena na $\pm 8\%$.

Slika 19. Teorijska zavisnost poluširine H_β linije [35] od elektronske koncentracije

3.2. ODREĐIVANJE ELEKTRONSKE TEMPERATURE

Kao što je već napomenuto, elektronska temperatura T_e se može odrediti na više načina. S obzirom na uslove koji vladaju u plazmi stabilisanog električnog luka, obično se koristi metod određivanja elektronske temperature na osnovu ravnotežnog sastava plazme. Osim poznavanja elektronske koncentracije ova procedura zahteva i postojanje lokalne termodinamičke ravnoteže (LTR) [100] kao stanja plazme koje je poseban slučaj potpune termodinamičke ravnoteže (PTR).

Raspodela elektrona po energijskim nivoima određena je isključivo sudarnim procesima, tj. 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. Mada se temperatura i elektronska koncentracija mogu menjati u prostoru i vremenu, posmatrana populacija energijskih 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:

$$dN_v = 4\pi N_e \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT} \right) v^2 dv \quad (51)$$

a populacija energijskih nivoa data je Boltzmanovom i Saha jednačinom.

Boltzmanova jednačina ima oblik:

$$\frac{N_l}{N_k} = \frac{g_l}{g_k} \frac{\exp\left(-\frac{E_l}{kT} \right)}{\exp\left(-\frac{E_k}{kT} \right)} \quad (52)$$

gde su N_l i N_k – populacije nivoa l i k , g_l i g_k – statističke težine, a E_l i E_k – 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 (52) može se napisati [5]:

$$\frac{N}{N_1} = \sum_{l=1}^{l_{max}} \frac{N_l}{N_1} = \frac{1}{g_1} \sum_{l=1}^{l_{max}} g_l \exp\left(-\frac{E_l}{kT}\right) = \frac{Z(T)}{g_1} \quad (53)$$

gde je:

$$Z(T) = \sum_{l=1}^{l_{max}} g_l \exp\left(-\frac{E_l}{kT}\right) = g_1 + g_2 \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right) + \dots \quad (54)$$

statistička suma. Dakle, odnos koncentracija N_l i N se može napisati kao:

$$\frac{N_l}{N} = \frac{g_l}{Z(T)} \exp\left(-\frac{E_l}{kT}\right) \quad (55)$$

Veza između koncentracije jednostruko jonizovanih atoma u osnovnom stanju N_1^+ , odgovarajuće koncentracije neutralnih atoma na k -tom nivou N_k i koncentracije slobodnih elektrona data je Saha jednačinom [101]:

$$\frac{N_e N_1^+}{N_k} = 2 \frac{g_1^+}{g_k} \left(\frac{2\pi m k T}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_k}{kT}\right) \quad (56)$$

Ako se uvede statistička suma $Z(T)$ za neutralne atome i $Z^+(T)$ za jone, na osnovu izraza (53), može se napisati Saha jednačina u obliku:

$$\frac{N_e N^+}{N} = 2 \frac{Z^+(T)}{Z(T)} \left(\frac{2\pi m k T}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_J}{kT}\right) \quad (57)$$

gde je $N^+ = N_1^+ + N_2^+ + \dots$, a E_J – energija jonizacije. Saha jednačina se može uopštiti i za slučaj višestruko jonizovanih komponenti:

$$\frac{N_e N^z}{N^{z-1}} = 2 \frac{Z^z(T)}{Z^{z-1}(T)} \left(\frac{2\pi m k T}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_J^z}{kT}\right) \quad (58)$$

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

Usled postojanja električnog mikropolja u plazmi, dolazi do pojave snižavanja energije jonizacije. Na osnovu Debye – Hückela [102], može se izvesti izraz za popravku energije jonizacije [103 - 105]:

$$\Delta E_z = 6.24 \times 10^{11} z \frac{e^2}{\rho_D} \quad (59)$$

gde je ΔE_z izraženo u eV. Vrednosti ΔE_z za različite z i ρ_D , tabelarno je prikazano u [101].

Uzimajući u obzir popravku ΔE_z , Saha jednačina sada ima oblik:

$$\frac{N_e N^z}{N^{z-1}} = 2 \frac{Z^z(T)}{Z^{z-1}(T)} \left(\frac{2\pi m k T}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_J^z - \Delta E_z}{kT}\right) \quad (60)$$

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. Zbog velike razlike u masi između elektrona i jona, njihove temperature mogu biti različite. Da li će temperature različitih čestica biti jednake zavisi od uslova (N_e , T) u plazmi.

Stabilisani električni luk, koji je korišćen u ovom eksperimentu, poznat je kao izvor koji dobro zadovoljava uslove lokalne termodinamičke ravnoteže [8].

Kao što je već rečeno, u sastavu plazme se nalaze elektroni, joni i neutralni atomi i ukoliko plazmu posmatramo kao idealan gas, pritisak plazme se može napisati:

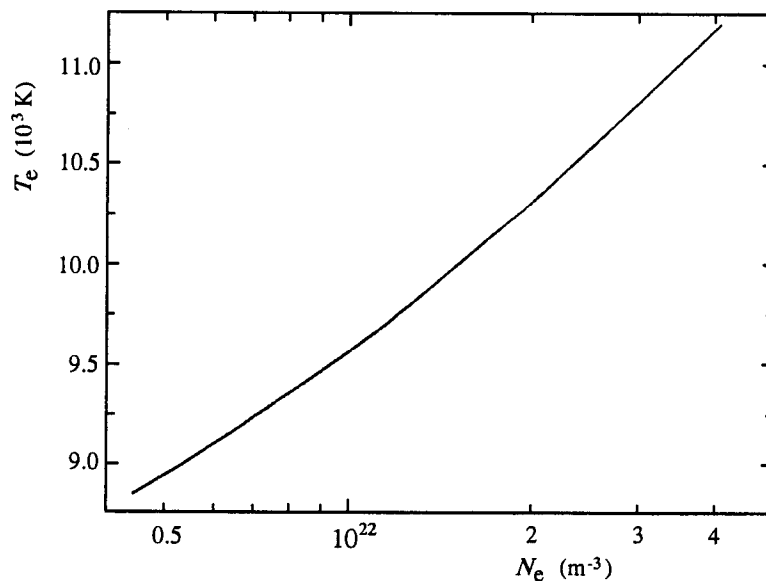
$$p = kT \left(N_e + \sum_{z,\alpha} N_\alpha^z \right) \quad (61)$$

gde je sa α označena vrsta čestica. Ako se ograničimo na čistu argonsku plazmu, pritisak se može napisati u obliku:

$$p = kT(N_e + N_0 + N_1 + N_2 + \dots) \quad (62)$$

gde je sa N_0 – označena koncentracija neutralnih atoma, 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 Saha jednačine (60), uz korekciju energije jonizacije (59) i izraza (62), može se izračunati koncentracija neutralnih atoma i koncentracija višestruko jonizovanih atoma u funkciji temperature. Takav proračun izveli su Popenoe i Shumaker [94]. Zavisnost temperature od elektronske koncentracije za čistu argonsku plazmu data je na slici 20.

Elektronska temperatura se u ovom eksperimentu kretala od 10500 K do 11000 K. S obzirom na stabilnost plazme stabilisanog luka i na grešku određivanja elektronske koncentracije, greška određivanja elektronske temperature je procenjena na $\pm 5\%$.



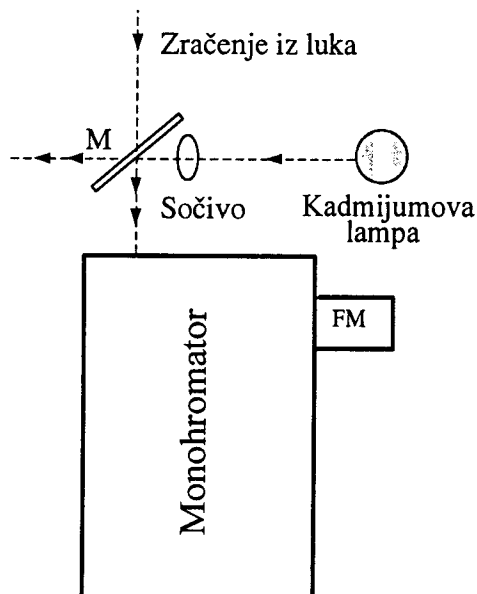
Slika 20. Zavisnost elektronske temperature od elektronske koncentracije za argonsku plazmu

GLAVA IV

REZULTATI MERENJA

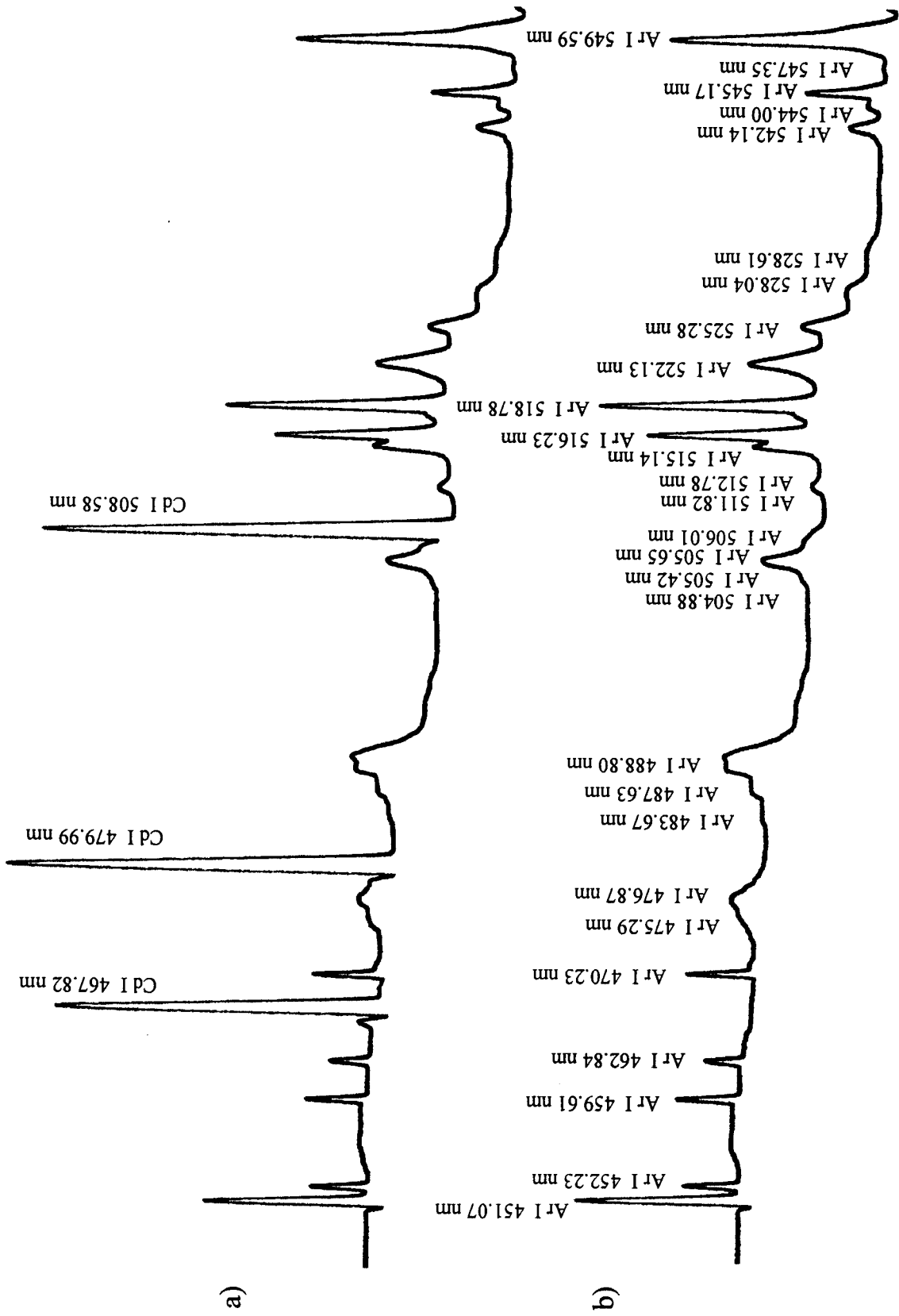
4.1. SPEKTAR ARGONA U OBLASTI OD 450 nm DO 550 nm

Kako je već rečeno, u plazmu luka koji gori u čistom argonu uvodi se mešavina argona i vodonika. Pre bilo kakvih merenja potrebno je analizirati kako izgleda spektar čistog argona u široj oblasti koja pokriva opseg talasnih dužina gde se nalazi H_{β} linija. Radi lakšeg utvrđivanja koje spektralne linije postoje u posmatranom delu spektra, korišćena je kadmijumova lampa. Istovremeno je sniman spektar kadmijuma i spektar argona. To se može ostvariti pomoću polupropusnog ogledala kao što je to prikazano na slici 21. Ostali deo aparature je isti kao na slici 9.

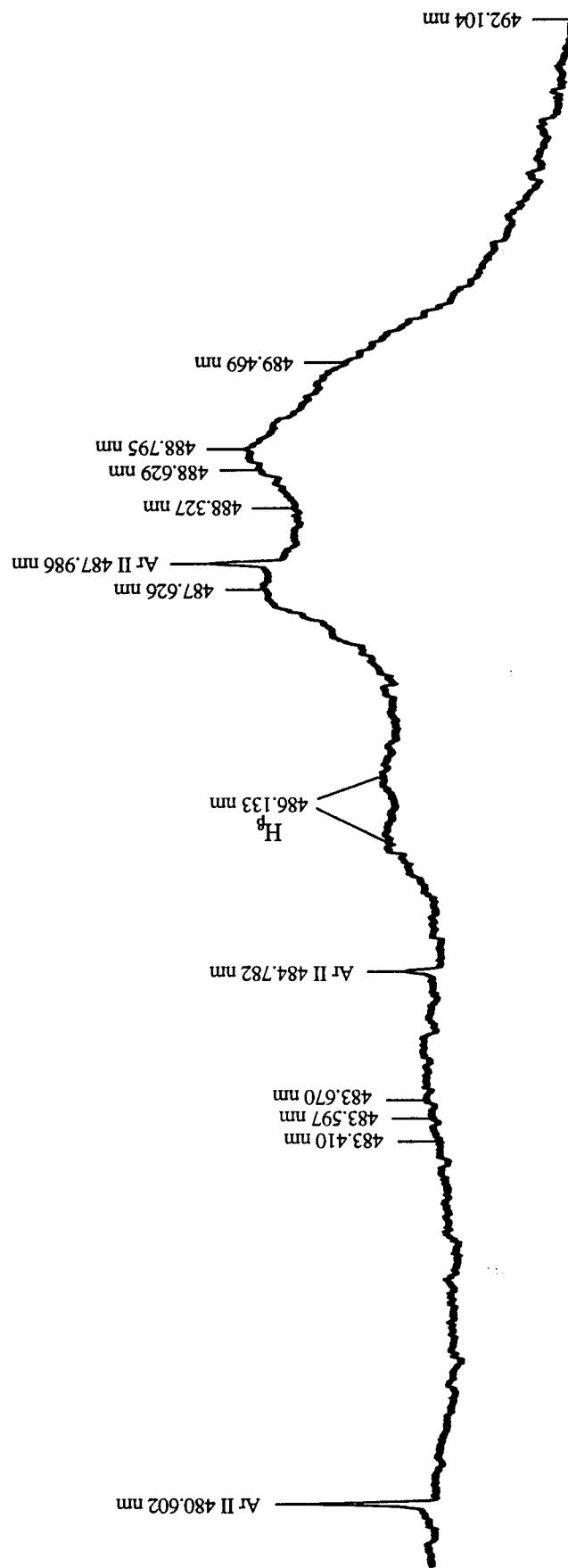


Slika 21. Istovremeno snimanje spektra iz luka i iz kadmijumove lampe

Na slici 22 prikazan je deo spektra argona od 450 nm do 550 nm. Ovaj deo spektra snimljen je pomoću pisača. Kadmijum ima samo tri linije u tom delu spektra (slika 22a) te su na osnovu talasnih dužina ovih linija određene talasne dužine linija argona (slika 22b) [106]. Uži deo spektra argona koji leži direktno ispod H_{β} linije prikazan je na slici 23. Ovaj deo spektra je snimljen sa 10 puta većom osetljivošću pisača. Zbog toga se na ovoj slici vide i neke linije jonizovanog argona. U ovom slučaju se u plazmi argona nalazio vodonik u tragovima te se na slici 23 vide i dva karakteristična pika H_{β} linije.



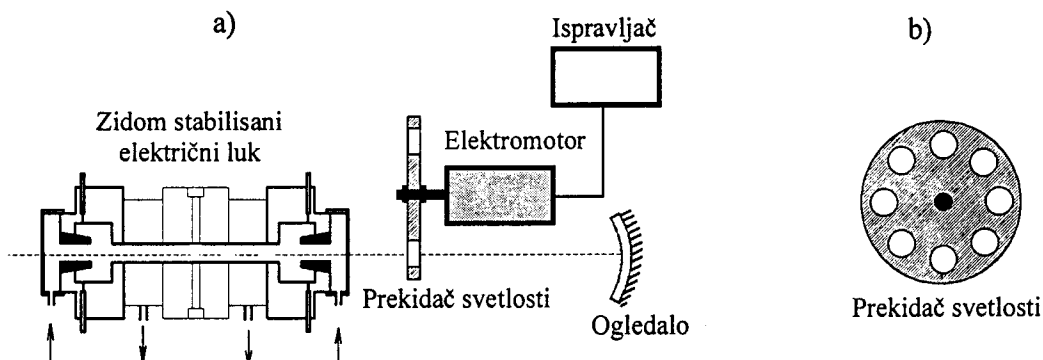
Slika 22. Deo spektra argona



Slika 23. Spektar argona u oblasti H β linije

4.2. PROVERA SAMOAPSORPCIJE

U svakom izvoru plazme konačne dužine, kako je već napomenuto, može doći do pojave samoapsorpcije. Zbog toga je neophodno, pre bilo kakve analize profila spektralnih linija, izvršiti proveru na samoapsorpciju. Ukoliko samoapsorpcija postoji, treba pokušati eliminisati uzrok. Najjednostavnije je pokušati smanjiti koncentraciju odgovarajućih atoma. Ako to nije moguće učiniti u potpunosti, onda treba stvoriti uslove da se može izvršiti korekcija profila spektralne linije na samoapsorpciju. U ovom slučaju je za proveru samoapsorpcije korišćen prekidač svetlosti i sferno ogledalo postavljeno iza luka na rastojanju jednakom dvostrukoj žižnoj daljini od centra luka (slika 24a) [86]. Prekidač svetlosti je kružna ploča sa otvorima sa strane (slika 24b). Ploča je pričvršćena za osovinu elektromotora. Obrtanjem kružne ploče omogućeno je da se reflektovano zračenje sa ogledala vrati ili ne vrati kroz luk i da zajedno sa direktnim zračenjem iz luka padne na ulaznu pukotinu monohromatora.



Slika 24. Provera samoapsorpcije

Profil H_{β} linije snimljen na ovakav način prikazan je na slici 25. Na slici su označeni odgovarajući intenziteti kao i nula signala:

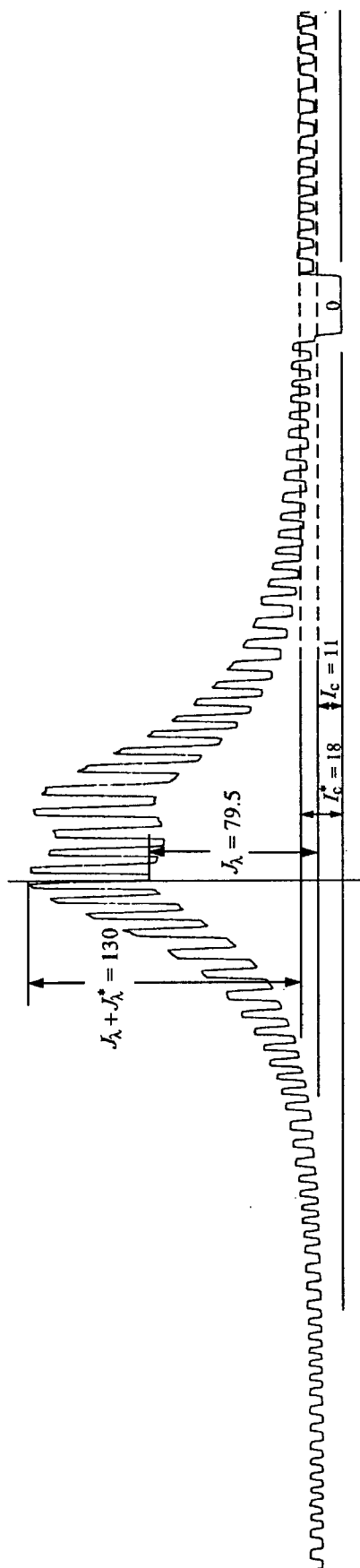
$$J_{\lambda} + J_{\lambda}^* = 130; \quad J_{\lambda} = 79.5; \quad I_c^* = 18; \quad I_c = 11.$$

Vrednosti intenziteta date su u relativnim jedinicama. Popravka na samoapsorpciju za ovaj slučaj je (44), (48) :

$$\Delta J = J_{\lambda} \left[\left(r \frac{J_{\lambda}}{J_{\lambda}^*} \right)^{1/2} - 1 \right] = 79.5 \left[\left(\frac{18-11}{11} \frac{79.5}{130-79.5} \right)^{1/2} - 1 \right] = 0.07 \quad (63)$$

Provera samoapsorpcije je urađena u oblasti maksimalnog intenziteta linije. Ukoliko samoapsorpcija postoji, ona je najveća upravo u toj oblasti. Dobijeni rezultat pokazuje da u prikazanom slučaju H_{β} linija nije samoapsorbovana. Ovde je dat primer za slučaj najveće koncentracije vodonika u plazmi (4%). Jasno je da za sve ostale niže koncentracije vodonika u plazmi samoapsorpcija takođe nije postojala.

Osim uslova uslova $k_{\lambda} l \leq 1$ (poglavlje 2.5.) potrebno je da se atomi čija se spektralna linija posmatra, ne nelaze u hladnim slojevima oko površine elektrode. U hladnim slojevima plazme u neposrednoj blizini elektrode postoji gradijent elektronske koncentracije i temperature. Znači postoji povećana koncentracija atoma u osnovnom i niže pobuđenim stanjima. Osim dodatne apsorpcije tu postoji i emisija. Spektralne linije emitovane iz ovih slojeva su uže i imaju manji pomeraj u odnosu na odgovarajuće linije iz vrelog jezgra plazme.

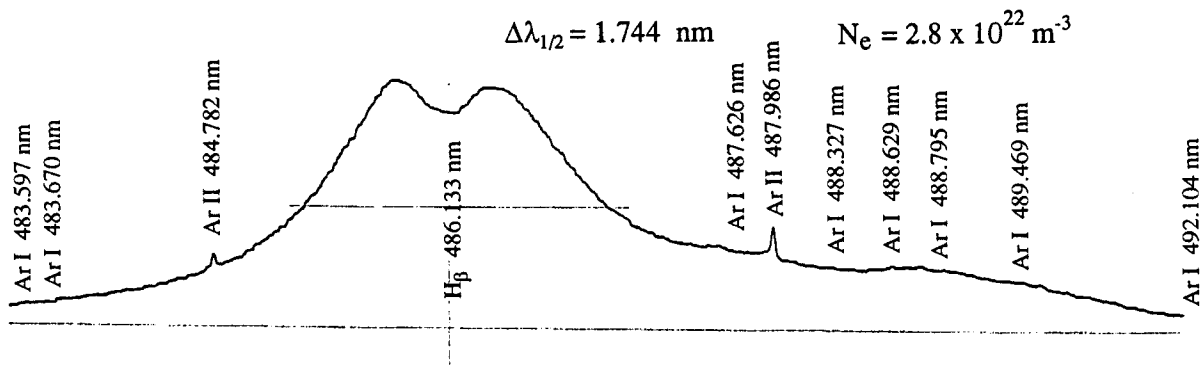


Slika 25. Provera samoapsorpcije H_β linije

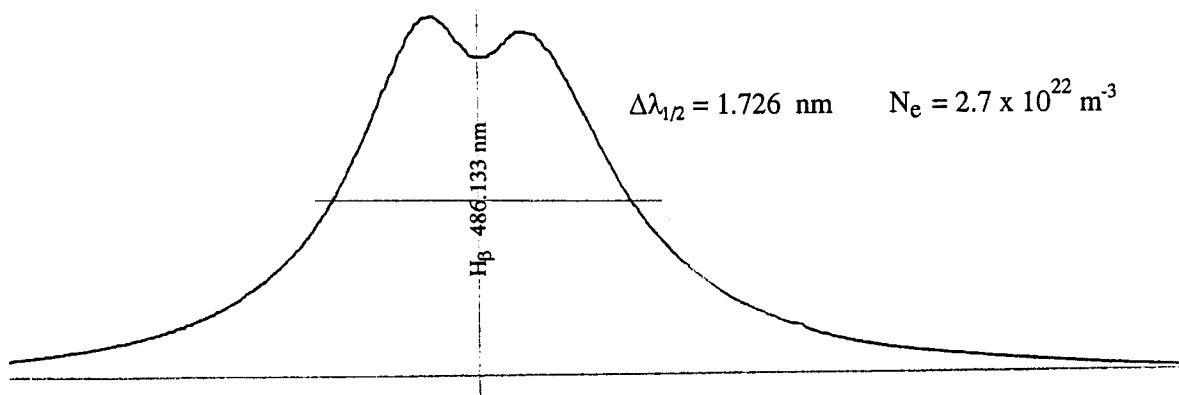
Zbog toga bi posmatrana spektralna linija bila manje ili više deformisana i izmereni parametri linije bili pogrešni. Ovaj problem je eliminisan posebnim režimom protoka radnog gasa i mešavine gasova što je prikazano na slikama 5 i 6 (poglavlje 2.1.). To znači da je onemogućeno prisustvo atoma vodonika u neposrednoj blizini elektroda.

4.3. MERENJE POLUŠIRINE H_{β} LINIJE

Na slici 26 prikazan je profil H_{β} linije, snimljen na pisaču. To je slučaj kada se u plazmi nalazi manja koncentracija vodonika. Profil H_{β} linije je superponiran na kontinualni i linijski spektar argona. Intenzitet H_{β} linije je viši od intenziteta linija argona koje se primećuju na crvenom krilu H_{β} linije. Sa povećanjem koncentracije vodonika u plazmi, intenzitet H_{β} linije raste i argonske linije se skoro i ne primećuju (slika 27).



Slika 26. Profil H_{β} linije snimljen na pisaču sa 0.5% vodonika u plazmi



Slika 27. Profil H_{β} linije snimljen na pisaču sa 2% vodonika u plazmi.

Da bi se moglo vršiti direktno merenje poluširine spektralne linije H_{β} snimljene pomoću pisača, potrebno je pre svega izvršiti kalibraciju papira pisača. U ovom slučaju, za kalibraciju papira pisača pri određenoj brzini obrtanja difrakcione rešetke kao i kretanja samog papira, kao referentne spektralne linije korišćene su četiri linije argona u oblasti talasnih dužina od 450 nm do 465 nm (slika 28).



Slika 28. Kalibracija papira pisača u cilju merenja poluširine H β linije

Rezultati merenja poluširina i određivanja elektronske koncentracije za različite mešavine argona i vodonika prikazani su u tabeli 1.

Greška očitavanja poluširine sa papira pisaača može biti najviše $\pm 2\%$. Greška u određivanju elektronske koncentracije je zbog toga takođe najviše $\pm 2\%$.

Tabela 1. Izmerene vrednosti poluširina, elektronskih koncentracija i temperatura

Mešavina	Pluširina H_{β} linije (10^{-1} nm)	Elektronska koncentracija (10^{22} m $^{-3}$)	Elektronska temperatura (K)
Ar (95%) + H ₂ (5%)	18.59	3.00	10811
	18.51	3.00	10811
	21.11	3.60	11047
Ar (90%) + H ₂ (10%)	17.26	2.70	10679
	17.35	2.74	10697
	17.56	2.80	10724
	18.23	2.95	10790
	18.40	2.97	10798
Ar (80%) + H ₂ (20%)	16.05	2.45	10559
	17.03	2.65	10656
	17.09	2.65	10656
	17.45	2.80	10724
Ar (70%) + H ₂ (30%)	15.00	2.23	10446
	15.17	2.25	10457
	15.56	2.35	10509
	15.72	2.38	10524
	15.80	2.40	10534
	16.42	2.50	10584
	16.80	2.60	10632
17.05	2.65	10656	

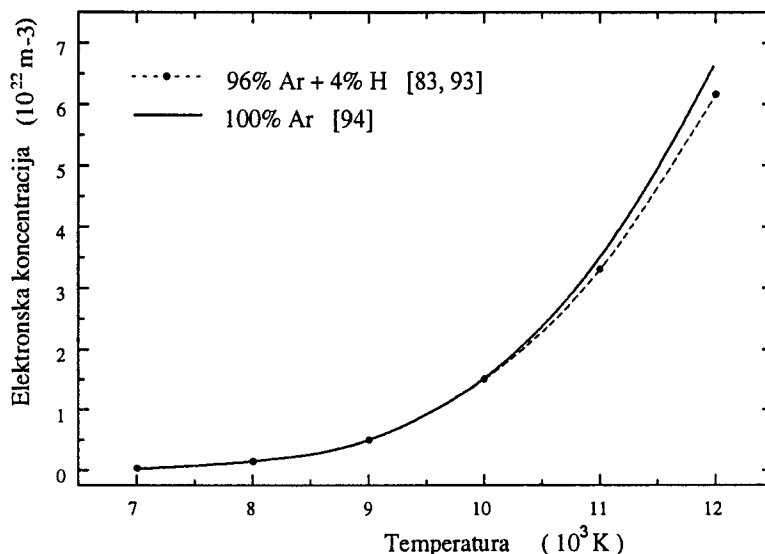
Zbog toga što je u ovom slučaju sniman veći broj profila H_{β} linije, za snimanje je korišćen pisaač. Naime, za snimanje profila kao na slikama 26 i 27, potrebno je oko 100 s. Za snimanje ovih profila pomoću osciloskopa i računara porebno je oko 40 minuta.

Izmereni profili H_{β} linija (vidi primer na slici 27) su praktično čisti Starkovi profili. Van der Waalsovo i rezonantno širenje je u ovom slučaju potpuno zanemarljivo. Dopplerova širina za temperaturu 10500 K je 0.036 nm, što je vrlo malo u odnosu na poluširinu H_{β} linije (vidi tabelu 1). Bez obzira na malu vrednost Dopplerove širine, ona je ipak uzeta u obzir preko VCS teorije [35]. Jedini efekat koji bi još mogao da utiče na širinu H_{β} linije je instrumentalno širenje. Izmerena vrednost poluširine instrumentalnog profila iznosi 0.025 nm. Jasno je da je i ova vrednost zanemarljiva u odnosu na poluširinu H_{β} linije. Kako je pokazano, eksperimentalni profil H_{β} linije je Starkov profil. To opravdava upoređivanje poluširine eksperimentalnog i teorijskog profila [35] u cilju određivanja elektronske koncentracije.

Iz Tabele 1 se vidi da se povećanjem procenta vodonika u plazmi snižava elektronska koncentracija. Različite vrednosti poluširine H_{β} linije, odnosno različite vrednosti elektronske koncentracije pri istom procentu vodonika u mešavini, dobijene su za različite protoke

mešavine. Procenat vodonika u plazmi se, kao što je već napomenuto (poglavlje 2.2.), kretao od 0.1% do 4.2%.

Da bi se ispitalo koliki procenat vodonika znatno utiče na uslove koji vladaju u čistoj argonskoj plazmi upoređeni su proračuni koji daju vezu između elektronske koncentracije i temperature za plazmu u kojoj ima 4% vodonika [83, 93] i za čistu argonsku plazmu [94]. Rezultati upoređivanja su prikazani na slici 29.



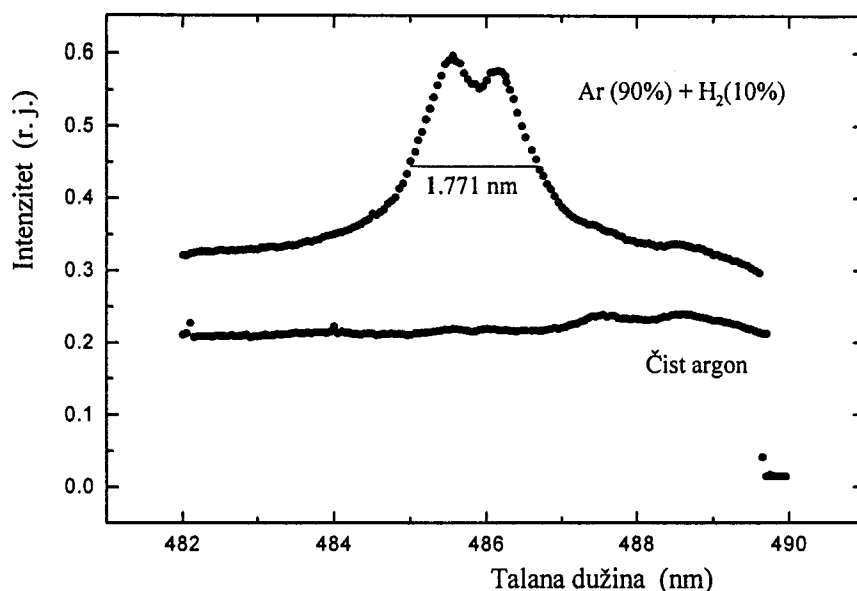
Slika 29. Uticaj prisustva vodonika na zavisnost elektronske koncentracije i temperature

Sa slike 29 se vidi da je sniženje elektronske koncentracije usled prisustva 4% atomskog vodonika ispod 5% za temperaturu od 11000 K. To znači da se prisustvo vodonika ispod 4% u plazmi argona može zanemariti i smatrati da su uslovi u plazmi takvi kao da je to čista argonska plazma.

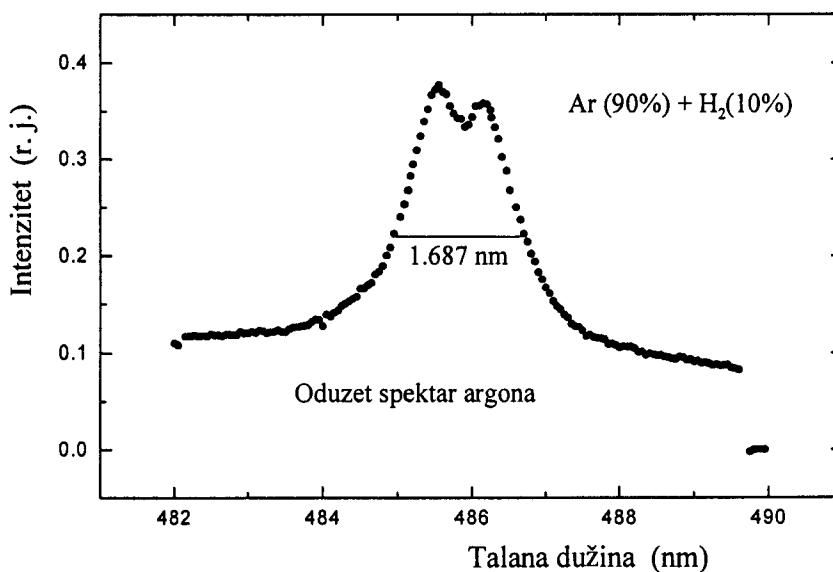
4.4. KOREKCIJA EKSPERIMENTALNOG PROFILA H_{β} LINIJE

Uobičajeni postupak kod merenja poluširine H_{β} linije je direktno merenje poluširine sa snimljenog profila linije, kao što je opisano u prethodnom poglavlju 4.3. Cilj sledećeg postupka je da se proveri kolika se greška čini na ovaj način. Naime, u nekim slučajevima, a naročito ako je intenzitet H_{β} linije mali, na tačnost merenja mogu uticati linije argona koje se nalaze u oblasti H_{β} linije. Zanemarivanje promene osetljivosti optičkog sistema sa talasnom dužinom takođe može uticati na tačnost merenja.

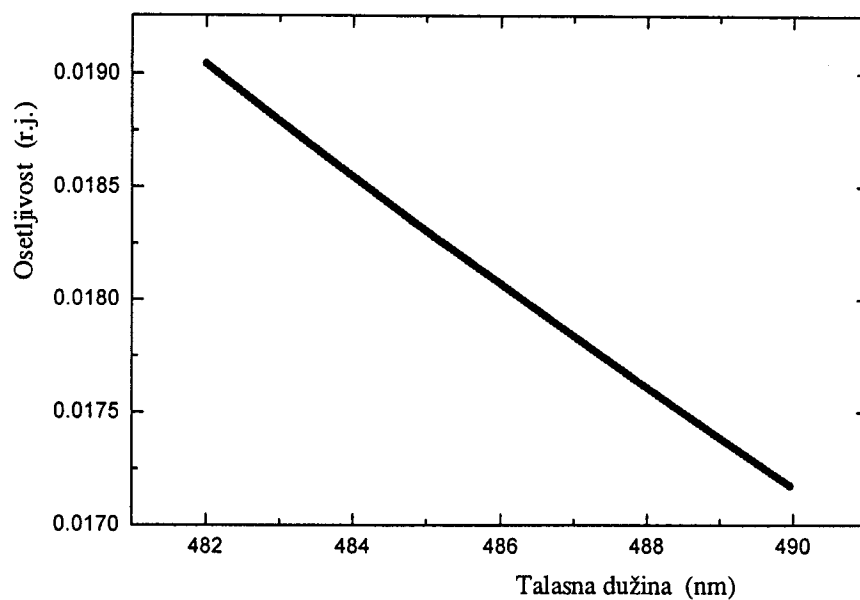
Na slici 30 je prikazana H_{β} linija snimljena pomoću digitalnog osciloskopa i računara. Na ovoj slici je prikazan jedan od nekoliko snimljenih profila. Profili su u ovom slučaju snimljeni pomoću osciloskopa i računara radi lakše obrade eksperimentalnih podataka. Na slici 30 je takođe prikazan i deo spektra argona u oblasti H_{β} linije. Oba spektra snimljena su pri uvođenju mešavine Ar(90%) + H₂(10%). Direktnim merenjem sa slike 30 dobija se da je poluširina H_{β} linije 1.771 nm. Ova poluširina odgovara elektronskoj koncentraciji od $2.80 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$.

Slika 30. Profil H_β linije i spektar čistog Ar snimljen na osciloskopu

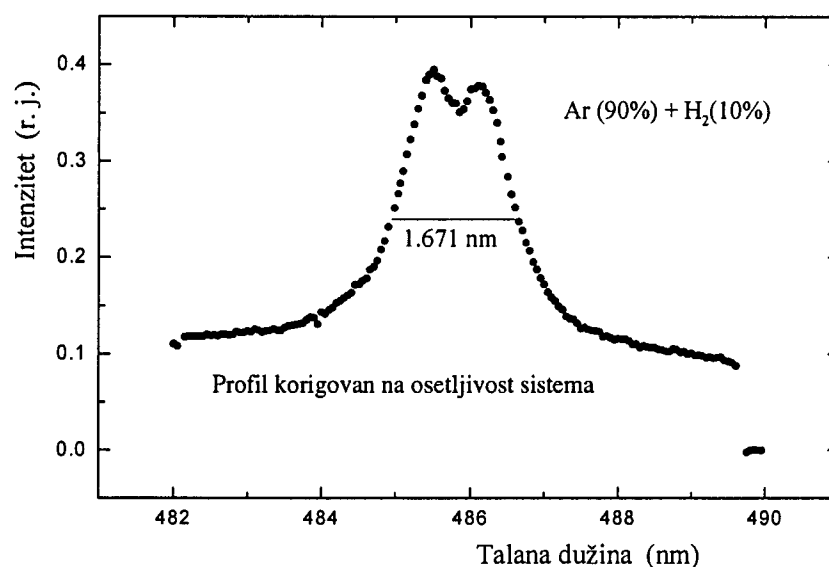
Oduzimanjem spektra argona od ukupnog intenziteta dobija se profil H_β linije koji je prikazan na slici 31. Poluširina ovog profila iznosi 1.687 nm, a odgovarajuća elektronska koncentracija je $2.65 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Razlika između ove i prethodne vrednosti za elektronsku koncentraciju je 5.36%.

Slika 31. Profil H_β linije korigovan na Ar spektar

Na slici 32 je prikazana osetljivost optičkog sistema u opsegu talasnih dužina koje pokrivaju oblast H_β linije. Ovo je fit odgovarajućeg dela krive sa slike 15.

Slika 32. Spektralna osetljivost optičkog sistema u oblasti H_{β} linije

Nakon korekcije na osetljivost sistema dobija se profil H_{β} linije prikazan na slici 33. Poluširina ovako dobijenog profila iznosi 1.671 nm. Ova poluširina odgovara elektronskoj koncentraciji od $2.55 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Dobijena vrednost je za 3.77% manja u odnosu na prethodnu vrednost elektronske koncentracije.

Slika 33. Profil H_{β} linije korigovan na osetljivost optičkog sistema

Vrednost $2.55 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ je za 8.93% manja od vrednosti elektronske koncentracije dobijene direktnim merenjem. Ovo je čak nešto veće od greške samog metoda (6% - 8% [69]). Znači ako je odnos intenziteta H_{β} linije i susednih linija argona manji nego u prikazanom slučaju, ovakve korekcije se moraju obavezno uraditi.

Ovde treba naglasiti da se do sada u praksi ovakve korekcije nisu radile. Ponekad je samo procenjivan uticaj linija argona koje se preklapaju sa H_{β} profilom.

ZAKLJUČAK

Tema ovog rada je određivanje optimalnih uslova za dijagnostiku plazme u stabilisanom električnom luku koji radi na atmosferskom pritisku. Ispitivani su uslovi za određivajne elektronske koncentracije na osnovu poluširine H_{β} linije u argonskoj plazmi. Iz tog razloga je u argonsku plazmu dodavan određeni procenat vodonika.

U radu je dat kratak teorijski uvod vezan za širenje spektralnih linija u plazmi, sa posebnim osvrtom na Starkovo širenje. Osim toga, ukratko su date teorije Griema [17] i Vidal-Cooper-Smitha [35, 68].

Nakon teorijskog uvoda dat je opis eksperimenta, dijagnostike plazme i rezultata merenja.

Elektronska koncentracija je određena na osnovu poluširine H_{β} linije [35], a elektronska temperatura na osnovu sastava plazme [94].

U okviru određivanja optimalnih uslova za dijagnostiku plazme razmatrana su dva problema. Prvi je nalaženje odgovarajuće koncentracije vodonika u argonskoj plazmi pogodne za određivanje elektronske koncentracije. Drugi problem je razmatranje uticaja susednih linija argona kao i osetljivosti optičkog sistema na oblik profila H_{β} linije.

Bilo je potrebno utvrditi koliki se minimalni i maksimalni procenat vodonika može uvesti u argonsku plazmu u cilju određivanja elektronske koncentracije, a da se za sva ostala merenja može smatrati da je plazma čisto argonska. Ustanovljeno je sledeće. Može se koristiti mešavina argona i 5% do 30% vodonika. Ova mešavina se uvodi u plazmu sa protokom od 0.1 l/min do 0.6 l/min, što je znatno manje u odnosu na glavni protok argona koji iznosi 3.3 l/min. Na taj način se ostvaruje prisustvo vodonika od 0.1% do 4.2%. Minimalno prisustvo vodonika je ustvari određeno dovoljnim intenzitetom H_{β} linije u odnosu na susedne linije argona, koji dozvoljava merenje poluširine ove linije sa zadovoljavajućom tačnošću. Ovo je delimično ilustrovano na slici 26. Maksimalni procenat vodonika u argonu određen je poremećajem odnosa elektronske koncentracije i elektronske temperature u odnosu na čistu argonsku plazmu. Ovo je ilustrovano na slici 29. Iz proračuna prikazanih na ovoj slici sledi da je zanemarivanje 4% vodonika u argonskoj plazmi u računanju ravnotežnog sastava plazme ili analizi spektralnih linija argona opravdano.

Posebno je razmatran uticaj spektra argona na oblik i poluširinu H_{β} linije. Nakon korekcije eksperimentalnog profila H_{β} linije na spektar argona dobija se manja poluširina profila, što u prikazanom primeru rezultuje za oko 5.4% manjom vrednošću elektronske koncentracije. Korekcija profila na osetljivost optičkog sistema takođe dovodi do smanjenja poluširine odnosno elektronske koncentracije za dodatnih 3.8%. Ukupna greška koja se čini pri određivanju elektronske koncentracije ako se ne izvrše pomenute korekcije je veća od greške korišćenog metoda za određivanje elektronske koncentracije. Da li je potrebno eksperimentalni profil H_{β} linije korigovati na spektar argona zavisi od odnosa intenziteta H_{β} linije i susednih linija argona. U slučaju kao na slici 26 ta korekcija je obavezna, a u slučaju

kao na slici 27 ta korekcija je zanemarljiva. Korekcija na osetljivost sistema ostaje u oba slučaja.

Uobičajeno je da se u plazmu uvede količina vodonika koja će dati dovoljan intenzitet H_{β} linije tj. takav intenzitet za koji se korekcija na susedne i preklapajuće linije argona može zanemariti. U ovom radu je, međutim, pokazano da se u slučajevima kada je procenat vodonika mali ili kada se zbog određenih razloga ne može u plazmu uvesti veći procenat vodonika, tj. kada H_{β} linija nije dovoljno intenzivna, obavezno moraju uraditi pomenute korekcije. Osim toga ukazano je i da procenat vodonika veći od 4% unosi promenu u vezu između elektronske koncentracije i temperature tako da se u tom slučaju ne može koristiti proračun za čistu argonsku plazmu.

LITERATURA

1. B. Milić, Osnove fizike gasne plazme, Naučna knjiga, Beograd, (1977).
2. S. Đurović, R. Kobilarov, Z. Mijatović, B. Vujičić i M. Pavlov, Elektroni u gasnim električnim pražnjenjima, Elektron - sto godina od otkrića, Sveska 6, Zavod za udžbenike i nastavna sredstva, Beograd, (1997).
3. С. Е. Фриш, Оптические Спектры Атомов, Государственное издательство Физико-математической литературы, Москва-Ленинград (1963).
4. M. S. Dimitrijević, Uticaj potencijala dugog dometa na Starkovo širenje spektralnih linija plazme, Doktorska disertacija, Univerzitet u Beogradu (1978).
5. M. Mitchner, C. H. Kruger Jr., Partially Ionized Gases, John Wiley & Sons, New York, London, Sydney, Toronto (1973).
6. A. W. Ali and H. R. Griem, Phys. Rev. **140**, 1044 (1965).
7. A. W. Ali and H. R. Griem, Phys. Rev. **144**, 366 (1966).
8. H. R. Griem, Plasma Spectroscopy, McGraw Hill, New York (1964).
9. D. E. Kelleher, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **25**, 191 (1981).
10. M. Baranger, Phys. Rev. **111**, 481 (1958).
11. M. Baranger, Phys. Rev. **111**, 494 (1958).
12. M. Baranger, Phys. Rev. **112**, 855 (1958).
13. A. C. Kolb and H. R. Griem, Phys. Rev. **111**, 514 (1958).
14. H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb and G. K. Oertel, Phys. Rev. **125**, 177 (1962).
15. S. M. Benett and H. R. Griem, Technical Report No 71-097, University of Maryland (1971).
16. W. W. Jons, S. M. Benett and H. R. Griem, Technical Report No 71-128, University of Maryland (1971).
17. H. R. Griem, Spectral Line Broadening by Plasmas, Academic Press, New York, (1974).
18. A. A. Michelson, Astrophys. J. **2**, 25 (1895).
19. H. A. Lorentz, Proc. Acad. Sci. Amsterdam **8**, 591 (1906).
20. S. Sahal and H. van Regemorter, Ann. D'Astrophys. **24**, 432 (1964).
21. S. Sahal-Brechot, Astron. Astrophys. **1**, 91 (1969).
22. S. Sahal-Brechot, Astron. Astrophys. **2**, 322 (1969).
23. J. Cooper and G. K. Oertel, Phys. Rev. Lett. **18**, 985 (1967).
24. J. Cooper and G. K. Oertel, Phys. Rev. **180**, 286 (1969).
25. J. Holtsmark, Z. Physik **20**, 162 (1919).
26. J. Holtsmark, Z. Physik **85**, 73 (1924).
27. G. Kuhn, Phill. Mag. **18**, 986 (1934).
28. H. Margenau, Phys. Rev. **48**, 775 (1935).
29. H. R. Griem, Phys. Rev. A **140**, 1140 (1965).
30. H. R. Griem, Phys. Rev. A **144**, 366 (1965).
31. D. Voslamber, Z. Naturforsch **24a**, 1458 (1969).
32. D. Voslamber, Z. Naturforsch **27a**, 1733 (1972).
33. J. Dufty, Phys. Rev. **187**, 305 (1969).

34. E. W. Smith, J. Cooper and C. R. Vidal, *Phys. Rev.* **185**, 140 (1969).
35. C. R. Vidal, J. Cooper and E. W. Smith, *Astrophys. J. Suppl. Ser. No. 214.* **25**, 37 (1973).
36. J. Barnard, J. Cooper and E. W. Smith, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **14**, 1025 (1974).
37. Tran Minh and H. van Regemorter, *J. Phys. B.* **5**, 903 (1972).
38. Tran Minh, N. Feautrier and H. van Regemorter, *J. Phys. B.* **8**, 1810 (1975).
39. A. Brissaud and U. Frisch, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **11**, 1767 (1971).
40. A. Brissaud and U. Frisch, *J. Math. Phys.* **15**, 542 (1974).
41. A. Brissaud, C. Goldbach, J. Leorat, A. Mazure and G. Nollez, *J. Phys. B* **9**, 1129 (1976).
42. A. Brissaud, C. Goldbach, J. Leorat, A. Mazure and G. Nollez, *J. Phys. B* **9**, 1147 (1976).
43. J. Seidel, *Z. Naturforsch* **32a**, 1207 (1977).
44. A. Ohno, *J. Phys. Soc. Jap.* **16**, 2402 (1961).
45. D. W. Ross, *Ann. Phys.* **36**, 458 (1966).
46. C. A. Mead, *Int. J. Theor. Phys.* **1**, 317 (1968).
47. B. Bezzerides, *Phys. Rev.* **186**, 239 (1969).
48. R. G. Breene, in *Handbuch der Physik*, ed. by S. Flugge, Vol. 27, 1, Springer-Verlag, Berlin and New York (1964).
49. M. Baranger, in *Atomic and Molecular Processes*, ed. by D. R. Bates, Academic Press, New York, (1962).
50. H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy*, McGraw Hill, New York, (1964).
51. H. R. Griem, in *Advances in Atomic and Molecular Physics*, ed. by D. R. Bates and B. Bederson, Vol. 11, Academic Press, New York and London, (1975).
52. I. I. Sobelman, *Broadening of Spectral Lines in An Introduction to the Theory of Atomic Spectra*, ed. by G. K. Woodgate, Pergamon Press, New York, (1972).
53. V. S. Lisica, *UFN* **122**, 449 (1977).
54. N. Konjević and J. R. Roberts, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **5**, 209 (1976).
55. N. Konjević and W. L. Wiese, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **5**, 259 (1976).
56. N. Konjević, M. S. Dimitrijević and W. L. Wiese, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **13**, 619 (1984).
57. N. Konjević, M. S. Dimitrijević and W. L. Wiese, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **13**, 649 (1984).
58. N. Konjević and W. L. Wiese, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **19**, 1207 (1990).
59. J. R. Fuhr, W. L. Wiese and L. J. Roszman, *Bibliography of Atomic Line Shapes and Shifts (1889-through March 1972)*, Nat. Bur. Stand. Spec. Publ. 366, U.S. Government Printing Office, Washington D.C. (1972).
60. J. R. Fuhr, L. J. Roszman and W. L. Wiese, *Bibliography of Atomic Line Shapes and Shifts (April 1972 through June 1973)*, Nat. Bur. Stand. Spec. Publ. 366, Suppl. 1, U.S. Government Printing Office, Washington D.C. (1974).
61. J. R. Fuhr, G. A. Martin and B. J. Specht, *Bibliography of Atomic Line Shapes and Shifts (July 1973 through May 1975)*, Nat. Bur. Stand. Spec. Publ. 366, Suppl. 2, U.S. Government Printing Office, Washington D.C. (1975).
62. J. R. Fuhr, B. J. Miller and G. J. Martin, *Bibliography of Atomic Line Shapes and Shifts (June 1975 through June 1972)*, Nat. Bur. Stand. Spec. Publ. 366, Suppl. 3, U.S. Government Printing Office, Washington D.C. (1978).

63. J. R. Fuhr and A. Lesage, Bibliography of Atomic Line Shapes and Shifts (July 1978 through March 1992), Natl. Inst. Stand. Technology, Spec. Publ. 366, Suppl. 4, U.S. Government Printing Office, Washington D.C. (1992).
64. H. R. Griem, A. C. Kolb and K. Y. Shen, Phys. Rev. **116**, 4 (1959).
65. H. R. Griem, A. C. Kolb and K. Y. Shen, Astrophys. Journ. **13**, 272 (1962).
66. J. W. B. Hughes, Proc. Phys. Soc., London **91**, 810 (1967).
67. C. B. Tarter, Journ. Math. Phys. **11**, 3192 (1970).
68. C. R. Vidal, J. Cooper and E. W. Smith, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **10**, 1011 (1970).
69. W. L. Wiese, D. E. Kelleher and D. R. Paquette, Phys. Rev. A **6**, 1132 (1972).
70. E. Ferguson and H. Schluter, Ann. Phys. **22**, 351 (1963).
71. C. R. Vidal, Z. Naturforsch **19a**, 947 (1964).
72. C. R. Vidal, Proc. 7th Conf. Phenomena in Ionized gases, p. 168, Belgrade (1965).
73. G. Boldt and W. S. Cooper, Z. Naturforsch **19a**, 968 (1964).
74. H. Schluter and C. Avila, Ap. J. **144**, 785 (1966).
75. F. N. Edmonds, H. Schluter and D. C. Wells, Mem R. astr. Soc. **71**, 271 (1967).
76. W. L. Wiese and D. E. Kelleher, App. J. (Letters) **166**, L59 (1971).
77. C. R. Vidal, J. Cooper and E. W. Smith, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **11**, 263 (1971).
78. C. R. Vidal, J. Cooper and E. W. Smith, NBS Monog., No 120 (1971).
79. P. Kepple and H. R. Griem, Phys. Rev. **173**, 317 (1968).
80. S. Sahal-Brechot, Astron. Astrophys. **1**, 91 (1969).
81. D. Nikolić, Magistarski rad, Fizički fakultet, Beograd, (1999).
82. H. Maecker, Z. Naturforsch A **11**, 457 (1965).
83. S. Djurović, Z. Mijatović, R. Kobilarov and N. Konjević, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **57**, 695 (1997).
84. W. L. Wiese, Report of Calibration Tungsten Ribbon Filament Lamp, NBS, U.S. Department of Commerce, Washington D. C. (1969).
85. N. Žikić, Diplomski rad, PMF Novi Sad, (1995).
86. S. Đurović, Doktorska disertacija, Fizički fakultet, PMF Beograd, (1989).
87. N. Konjević, Phys. Reports **316**, 341 (1999).
88. T. Hasegawa, M. Umemoto, H. Haraguchi, C. Hiech and A. Montaser, Fundamental properties of inductively coupled plasmas, in: Inductively Coupled Plasmas in Analytical Atomic Spectrometry, 2nd Edn., Eds A. Montaser and D. W. Golightly, VCH, New York (1992).
89. K. L. Eckerle and R. W. P. McWhirter, Phys. Fluids **9** (1966).
90. W. S. Cooper III and W. B. Kunkel, Phys. Fluids **8**, pp. 482 (1965).
91. D. D. Burges, Phys. Letters **10**, pp. 286 (1964).
92. D. D. Burges and J. Cooper, Proc. Phys. Soc. **86**, pp. 1333 (1965).
93. W. B. White, S. M. Jonson and G. B. Dantzig, J. Chem. Phys. **28**, pp.751 (1958).
94. C. H. Popenoe and J. B. Shumaker Jr., J. of Research of NBS, Phys. and Chem. A **69**, pp. 495 (1965).
95. J. Menart, J. Heberlein and E. Pfender, Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 16, No. 1 (1996).
96. H. R. Griem, Principles of Plasma Spectroscopy, Cambridge University Press (1997).
97. S-K. Chan and A. Montaser, Spectrochim. Acta B **44**, 175 (1989).

98. C. Thomsen and V. Helbig, Spectrochim. Acta B **46**, 1215 (1991).
99. J. W. Olesik, S-J. Den and K. R. Bradley, Appl. Spectrosc. **43**, 924 (1989).
100. J. Richter, in Plasma Diagnostics, W. Lochte-Holtgreven, ed., pp.1, Wiley, New York, NY (1968)
101. H. W. Drawin and P. Felenbok, Data for Plasmas in Local Thermodynamic Equilibrium, Gauthier-Willars, Paris (1965).
102. P. Debye, E. Huckel, Phys. Z. **24**, 185 (1923).
103. G. Ecker, W. Wenyel, Annal. d. Physik **17**, 126 (1956).
104. H. Margenau and M. Lewis, Rev. Mod. Phys. **31**, 569 (1959).
105. H. R. Griem, Phys. Rev. **128**, 997 (1962).
106. А. Р. Стриганов и Н. С. Свентицкий, Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизованных атомов, Атомиздат, Москва (1966).



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj (RBR):

Identifikacioni broj (IBR):

Tip dokumentacije (TD): Monografska dokumentacija

Tip zapisa (TZ): Tekstualni štampani materijal

Vrsta rada (VR): Diplomski rad

Autor (AU): Mihaela Ćirišan, br.dos. 643/97

Mentor (MN): Dr Stevica Đurović, redovni profesor, PMF, Novi Sad

Naslov rada (NR): Određivanje optimalnih uslova za dijagnostiku plazme u stabilisanom luku

Jezik publikacije (JP): Srpski (latinica)

Jezik izvoda (JI): Srpski

Zemlja publikovanja (ZP): Jugoslavija

Uže geografsko područje (UGP): Vojvodina

Godina (GO): 2002.

Izdavač (IZ): Autorski reprint

Mesto i adresa (MA): Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4., 21000 Novi Sad

Fizički opis rada (FO): (broj poglavlja/strana/lit.citata/tabela/slika/grafika/priloga)
(4/53/106/1/26/7/0)

Naučna oblast (NO): Fizika

Naučna disciplina (ND): Fizika plazme

Predmetna odrednica / ključne reči (PO): Plazma, stabilisani luk, dijagnostika plazme

Čuva se (ČU): Biblioteka Instituta za fiziku, PMF, Novi Sad

Važna napomena (VN): nema

Izvod (IZ): U ovom radu je ispitan uticaj primesa vodonika na karakteristike čiste argonske plazme u zidom stabilisanom električnom luku koji služi kao spektroskopski izvor. Utvrđeno je da prisustvo vodonika u količini manjoj od 4% ne menja značajno karakteristike plazme, pa se za ovolike sadržaje vodonika argonska plazma može smatrati čistom. Osim toga pokazano je da je u nekim slučajevima neophodno izvršiti korekciju profila H_{β} linije u odnosu na preklapajuće linije argona, a obavezno je korigovati profil na osetljivost optičkog sistema.

Datum prihvatanja teme od strane Veća (DP):

Datum odbrane (DO):

Članovi komisije (KO): Predsednik:

Dr Božidar Vujičić, redovni profesor, PMF, Novi Sad

Članovi:

Dr Miroslav Vesković, redovni profesor, PMF, Novi Sad

Dr Stevica Đurović, redovni profesor, PMF, Novi Sad