

INSTITUT ZA FIZIKU
BEOGRAD



STARK-OVO ŠIRENJE SPEKTRALNIH LINIJA
VODONIKA H_{α} I H_{β} U PLAZMI

- D I P L O M S K I R A D -

ĐUROVIĆ STEVICA

Ovaj rad je radjen u Institutu za fiziku u Beogradu pod rukovodstvom Dr. Nikole Konjevića.

Želim da izrazim zahvalnost rukovodiocu ovog rada Dr. Nikoli Konjeviću, naučnom saradniku Instituta za fiziku na svestranoj pomoći tokom izrade ovog rada.

Takodje se zahvaljujem asistentu Vojislavu Bojoviću na pruženoj pomoći i savetima u toku eksperimentalnog rada.

Zahvaljujem se takodje i Slobodanu Božiću koji mi je mnogo pomogao prilikom tehničke obrade ovog rada.

DJUROVIĆ STEVICA



S A D R Ž A J

U V O D

GLAVA 1. OSNOVI TEORIJE ŠIRENJA SPEKTRALNIH LINIJA U PLAZMI

1.1.	UVOD	1
1.2.	PRIRODNA ŠIRINA LINIJA	1
1.3.	ŠIRENJE SPEKTRALNIH LINIJA USLED DOPPLER-OVOG EFEKTA	2
1.4.	OPŠTA TEORIJA STARK-OVOG ŠIRENJA SPEKTRALNIH LINIJA	4
1.4.1.	Model oscilatora sa promenjivom frekvencijom	5
1.4.2.	Udarna teorija	5
1.4.3.	Kvazi - statistička teorija	10
1.5.	ŠIRENJE VODONIKOVIH LINIJA U PLAZMI	13
1.5.1.	Širenje u polju jona. Teorija Holtsmarka	14
1.5.2.	Širenje u polju elektrona	14
		17

GLAVA 2. STANJE RAVNOTEŽE

2.1.	UVOD	29
2.2.	TERMODINAMIČKA RAVNOTEŽA	29
2.3.	BOLTSMANOVI MNOŽITELJI I FORMULE SAHA	22
2.4.	GRANICE PRIMENJIVOSTI MODELA LTR	25

GLAVA 3. ELEKTRONSKA TEMPERATURA I KONCENTRACIJA PLAZME

3.1.	ELEKTRONSKA TEMPERATURA	28
3.1.1.	Određivanje elektronske temperature plazme merenjem relativnih intenziteta linija	29
3.2.	ELEKTRONSKA KONCENTRACIJA	31

GLAVA 4. OPIS APARATURE

4.1.	UVOD	32
4.2.	SISTEM FUNKCIONISANJA CELOKUPNE APARATURE	32
4.3.	IZVOR PLAZME	36
4.3.1.	Stabilisani električni luk	36
4.3.1.1.	Optičko poravnavanje luka	39
4.3.2.	Deo aparature za električno napajanje luka	40
4.3.3.	Deo aparature za dovod gasa	40
4.4.	SPEKTRALNI APARAT I FOTO ELEKTRIČNA DETEKCIJA	42
4.4.1.	Karakteristike spektrografa PGS - 2	42

4.4.2.	Sistem za kvantitativno osvetljavanje razreza	44
4.4.3.	Pomoćni pisač	44
4.4.4.	Fotomultiplikator RCA 1P28	47
4.4.5.	Izvor visokog napona	47
4.4.6.	Kalibracija sistema spektrograf - fotomultiplikator	
4.5.	OSTALI DEO APARATURE	47
4.5.1.	Deo aparature za korekciju intenziteta linijskih	47
4.5.2.	Pisač	52
4.5.3.	Fotoploča	52
4.5.4.	Filtri	52
4.5.5.	Gvozdeni luk i aparatura za paljenje luka	53
GLAVA 5. OBRADA EKSPERIMENTALNIH REZULTATA		54
5.1.	EKSPERIMENTALNI PROFIL LINIJE	54
5.1.1.	Snimanje profila linijskih	54
5.1.2.	Korekcija profila linijskih na samosporpciju	68
5.1.3.	Korekcija profila linijskih na kontinuum	72
5.1.4.	Poluširine linijskih H_{α} i H_{β}	75
5.2.	CRTANJE TEORIJSKIH PROFILA	74
5.3.	UPOREDJIVANJE EKSPERIMENTALNIH I TEORIJSKIH PROFILA H_{α} I H_{β} LINIJA	87
5.5.	SNIMANJE I ANALIZA INTEGRALNOG SPEKTRA PLAZME	90
5.6.	MERENJE ELEKTRONSKE TEMPERATURE	95
5.6.1.	Odredjivanje pravog intenziteta linijskih	96
5.6.2.	Izmerene vrednosti elektronskih temperature	98
5.7.	ODREDJIVANJE ELEKTRONSKE KONCENTRACIJE	101
5.8.	UPOREDJIVANJE EKSPERIMENTALNO DOBIJENIH VREDNOSTI TEMPERATURE SA TEORIJSKIM	105
ZAKLJUČAK		107
LITERATURA		108

- U V O D -

Cilj ovog diplomskog rada je eksperimentalna provera teorije Stark-ovog širenja spektralnih linijsa vodonika H_α i H_β u plazmi stabilisanog električnog luka. Ove dve linije, a naročito H_β kriju se kao standardi za određivanje elektronske gustine, odnosno za dijagnostiku plazme. Stoga je od velikog značaja proveriti sa kojom tačnošću je moguće odrediti elektronsku koncentraciju i vidjeti slaganje sa teorijom /17/, /18/, /19/.

Dosadašnji radovi na ispitivanju vodonikove H_β linije indiciraju da je moguće odrediti elektronsku koncentraciju u plazmi sa tačnošću od $\pm 5\%$ do $\pm 7\%$ mereći samo poluširinu ove linije.

Pošto je nadjeno neslaganje sa teorijom /17/ u centralnom delu i na krilima linije H_β , a takođe i H_α onda je izvršeno upoređivanje sa teorijom /17/ u okviru celog profila linijsa H_β i H_α .

U prvoj glavi ovog rada opisana je opšta teorija širenja spektralnih linijsa usled Stark-ovog efekta, međutim za uporedjivanje eksperimentalnih profila H_α i H_β linijsa korišćeni su rezultati teorije koju su razvili Vidal, Cooper i Smith /17/ jer ova teorija pokazuje dosad najbolje rezultate.

U drugoj glavi opisani su uslovi lokalne termodinamičke ravnoteže (LTR) i formula Saha. Na osnovu formule Saha izračunate su teorijske vrednosti elektronskih temperatura i koncentracija i ovi rezultati dati su u tablicama /22/ koje su korišćene za upoređivanje sa eksperimentalno dobijenim vrednostima elektronske temperature.

U trećoj glavi date su metode za određivanje elektronske temperature i koncentracije u plazmi. Elektronska temperatura je određivana merenjem relativnih intenziteta linijsa neutralnog argona. Elektronske koncentracije određivane su na osnovu poluširina H_β i H_α linijsa.

U četvrtoj glavi dat je opis korišćene aparature, kao i izvora plazme, stabilisanog električnog luka.

U petoj glavi dati su eksperimentalni rezultati, profili linijsa H_α i H_β na različitim temperaturama i koncentracijama. Dato je i njihovo poredjenje sa teorijom /17/, kao i izmerene vrednosti elektronskih temperatura i koncentracija.

G L A V A I

OSNOVI TEORIJE ŠIRENJA SPEKTRALNIH LINIJA U PLAZMI

1.1. U V O D

Mehanizmi koji dovode do širenja spektralnih linija neutralnih atoma ili jona u plazmi mogu se svrstati u tri grupe: prirodno širenje uslovljeno konačnošću srednjeg života atoma u pobudjenom energetskom stanju, Doppler-ovo širenje uslovljeno kretanjem emitera u odnosu na sistem posmatranja i širenje usled pritiska.

Treći mehanizam je najvažniji i najviše doprinosi totalnoj širini linije u plazmi velike gustine i niske temperature. Naime, interakcija između emitera (neutralnog atoma ili jona) i okolnih čestica (perturbera) može perturbovati energetska stanja atoma i može menjati vreme života u tim stanjima. Ovo rezultujuće širenje je vrlo značajno jer može dati niz informacija o samom emiteru i njegovoj okolini (perturberima).

Interakcija između emitera i perturbera često se izražava pomoću multipolnog razvoja međusobnog elektrostatičkog potencijala V . Širenje usled pritiska deli se u tri vrste koje odgovaraju efektima uslovljenim različitim termovima tog razvoja.

a) Stark-ovo širenje

Ovde su perturberi nanelektrisane čestice joni ili elektroni. Često su perturberi i emiteri dovoljno daleko jedan od drugog da se njihova interakcija može opisati prvim termom multipolnog razvoja

$$V = - \vec{d} \cdot \vec{E}$$

gde je \vec{d} električni dipolni momenat emitera, a \vec{E} jačina električnog polja uslovljenog perturberom u emiteru. Ako je r rastojanje između emitera i perturbera V opada kao $1/r^2$.

b) Rezonantno širenje

Emiter interaguje sa perturberima iste vrste koji mogu da se ekscituju zračenjem koje on emituje, što dovodi do dipol-dipol interakcije prvog reda koji se menja kao $1/r^3$.

c) Van der Wals-ovo širenje

Potiće od preostalih termova u razvoju interakcije od kojih je najviši dipol-dipolni član koji se menja kao $1/r^6$, tj. emiter interaguje sa molekulima.

U plazmama gde su joni i elektroni prisutni u dovoljnoj koncentraciji, Kulonove sile dugog dometa su dominantne pa tu preovladava Stark-ovo širenje.

Teorija Stark-ovog širenja je razvijene sa dve različite tačke gledišta, koje su kao što je kasnije nadjeno dva granična slučaja u opštoj teoriji širenja usled pritiska.

Pošto se primena opšte teorije za praktične probleme pokazala vrlo teška, ove dve aproksimacije udarna i kvazi-statička zadržale su svoju važnost.

Udarnu teoriju su uglavnom razvili Lorentz /1/, Lenz /2/ Weisskopf /3/ i Lindholm /4/, a dalje je poboljšali Baranger /5/ i Kolb i Grim /6/.

Ova teorija se bazira na tome da izraženi talasni paket svetlosti biva perturbovan brzim sudarima koji ga potpuno prekida-ju u izvestan broj manjih nezavisnih talasnih paketa. Furijs-ovom analizom ovih kratkih talasnih paketa i statističkim usrednjavanjem po svim mogućim vremenima izmedju sudara dobija se raspodela intenziteta u liniji.

Dok je karakteristična osobina udarne aproksimacije momentalne perturbacije neperturbovanog talasnog paketa, u kvazi-statičkoj aproksimaciji čestica se posmatra pod kontinualnim uticajem perturbera za vreme celog procesa emisije. Ovde se za perturbujuće čestice predpostavlja da se toliko sporo kreću, da se za vreme emisije perturbujuće polje može smatrati kvazi-statičkim.

Iz svega ovoga sledi da se ove dve ekstremne aproksimacije mogu primeniti za dve različite vrste perturbera u plazmi. Udarna aproksimacija sa svojim iznednadnim sudarima za elektrone koji se brzo kreću i kvazi-statistička za teške i spore jone.

1.2. PRIRODNA ŠIRINA LINIJA

Iz Hajzenberguvog principa neodređenosti sledi

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$$

1.2.1.

Što je veća odredjenost vremena to je manja odredjenost energije i obrnuto.

je

Za srednji život nekog stanja τ_n odredjenost energije

$$\Delta E_n \sim \frac{\hbar}{\tau_n}$$

1.2.2.

U osnovnom stanju gde je $\tau = \infty$ energija je potpuno određena. Prema tome odredjenost energije nekog stanja uslovljena je konačnošću srednjeg života atoma u tom pobudjenom energetskom stanju, usled čega spektralna linija nastala prelaskom iz tog u neko drugo stanje ima izvesnu širinu, koja se naziva prirodna širina linija. Pri prelazu iz stanja n u stanje m biće

$$\Delta E = h \Delta V_{nm} = \Delta E_n + \Delta E_m$$

pa je

$$\Delta E \sim \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m} = \frac{h}{2\pi\tau_n} + \frac{h}{2\pi\tau_m}$$

1.2.4.

Ako se sada izrazi frekvencija ΔV_{nm} biće

$$\Delta V_{nm} \sim \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m} \right)$$

1.2.5.

gde je recipročna vrednost srednjeg života uatvori verovatnoća prelaza. Na osnovu izreza 1.2.5. može se napisati poluširina u odnosu na osnovni nivo

$$\Delta V \sim \frac{1}{2\pi\tau_n}$$

1.2.6.

Ako se sada predje na talaane dužine

$$V = \frac{c}{\lambda}$$

1.2.7.

Odekle sledi

$$dV = \frac{c}{\lambda^2} d\lambda$$

ili ako se predje na mali interval učestanosti

$$\Delta V = \frac{c}{\lambda^2} \Delta \lambda$$

1.2.8.

iz 1.2.6. i 1.2.8. sledi da je poluširina odnosno prirodna poluširina

$$\Delta \lambda \sim \frac{\lambda^2}{2\pi c \tau_n}$$

1.2.9.

Ova veličina je reda 10^{-4} Å pa se neće ni uzimati u obzir pri merenju Stark-ovog širenja.

1.3. ŠIRENJE SPEKTRALNIH LINIJA USLED DOPPLER-OVOG EFEKTA

Ovo širenje uslovljeno je kretanjem emitera u odnosu na sistem posmatranja.

Doppler-ov efekat se u optici kao i kod mehaničkih talasa (zvuka) manifestuje na taj način, da posmatrač meri više frekvencije, odnosno kraće talasne dužine talasa iz izvora koji mu se približava i obrnuto. Kako su pobudjeni atomi u momentu emisije fotona, takodje svetlosni izvori koji se relativno kreću prema razrezu spektrografa, foton, emitovani u pravcu razreza imaće takodje frekvenciju, odnosno talasnu dužinu zavisno od komponente brzine tih atoma u istom pravcu za vreme procesa emitovanja. To uslovjava Doppler-ovo širenje spektralnih linija.

Promena frekvencije u sled Doppler-ovog efekta data je izrazom

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v}{c} \quad 1.3.1.$$

gde je v - komponenta brzine izvora u pravcu detektora, ν - frekvencija sa kojom zrači izvor, $\Delta\nu$ - razlika u frekvenciji koju konstata detektor, a c - brzina svetlosti.

Intenzitet zračenja zavisi od funkcije raspodele $W(\nu)$

$$I(\nu)d\nu = W\left(c \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right) \frac{c}{\nu_0} d\nu \quad 1.3.2.$$

pri Maksvel-ovoj raspodeli

$$W(\nu) d\nu = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^2} \frac{d\nu}{\nu_0} \quad 1.3.3.$$

gde je $\nu_0 = \sqrt{\frac{2KT}{M}}$ dobija se

$$I(\nu)d\nu = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_0}\right)^2\right] \frac{d\nu}{\Delta\nu_0} \quad 1.3.4.$$

gde je

$$\Delta\nu_0 = \nu_0 \frac{\nu_0}{c} \quad 1.3.5.$$

Raspored intenziteta 1.3.4. simetričan je u odnosu na frekvenciju

oscilatora ν_0 . Veličina širenja definiše se parametrom $\Delta\nu_0$. Na rastojanju $\Delta\nu_0$ od ν_0 intenzitet je umanjen u puta u odnosu na maksimalan intenzitet $I(\nu_0)$

$$I(\nu_0) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_0} \quad 1.3.6.$$

Širina linije se određuje kao $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$ gde je

$$I(\nu_1) = I(\nu_2) = \frac{1}{2} I(\nu_0) \quad 1.3.7.$$

i na osnovu 1.3.4. i 1.3.7. sledi da je

$$\Delta\nu = 2\sqrt{\ln 2} \Delta\nu_0 \quad 1.3.8.$$

ili zamenom iz 1.3.5. i zamenom vrednosti ν_0

$$\Delta\nu = 2\sqrt{a_2} \cdot \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{M}}$$

Sredjivanjem prethodnog izraza i zamenom vrednosti za konstante dobiće se izraz

$$\Delta\nu = 7,162 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{M}} \nu_0 \quad 1.3.9.$$

Prelaskom na talasne dužine ($\nu = \frac{c}{\lambda}$) dobiće se izraz za širenje linija usled Doppler-ovog efekta

$$\Delta\lambda = 7,162 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{M}} \lambda_0 \quad 1.3.10.$$

gde je T - apsolutna temperatura, M - atomska težina, a λ_0 talasna dužina centralnog dela spektralne linije.

Doprinos Doppler-ovog širenja izračunat je za različite temperature u poglavljiju 5.1.4.

1.4. OPŠTA TEORIJA STARK-OVOG ŠIRENJA SPEKTRALNIH LINIJA

Širenje spektralnih linija izazvano uzajamnim dejstvom atoma sa okolnim česticama zavisi od koncentracije tih čestica. Zato se širenje takvog tipa naziva širenje usled pritiska. Osnovne postavke ove teorije uzete su iz knjige Uvod u teoriju atomskih spektara /7/.

1.4.1. Model oscilatora sa promenljivom frekvencijom

Izračunavanje profila spektralnih linija, uzimanjem u

obzir svih međusobnih dejstava bilo bi jako složeno. Zbog toga se prave uprošćeni modeli. Uvode se sledeće pretpostavke:

- Relativno kretanje atoma i perturbera je kvazi-klasično što dozvoljava korišćenje poznate trajektorije perturbera.

- Osnovnu ulogu u širenju imaju uzajamna dejstva sa najблиžim perturberima i zato se trojna ili druga višestepena uzajamna dejstva mogu zanemariti.

- Pobudjivanje je adijabatsko tj. ne izaziva prelaze medju različitim stanjima atoma.

U okviru ovih pretpostavki mehanizam širenja spektralnih linija sastoji se u sledećem. Pri prolazu perturbera na atom deluje spoljašnje polje

$$V(R) = V \sqrt{f^2 + v^2(t-t_0)^2} \quad 1.4.1.1.$$

gde je R - rastojanje od perturbera u datom trenutku vremena t , f - najmanje rastojanje, t_0 - trenutak najmanjeg rastojanja i v - relativna brzina.

Oscilovanje atomskog oscilatora, pošto mu se frekvencija menja u toku vremena, može se predstaviti u obliku

$$f(t) = \exp \left[i\omega_0 t + i \int_{-\infty}^t \chi(t') dt' \right] \quad 1.4.1.2.$$

gde je ω_0 - nepobudjena frekvencija i $\chi(t)$ - pomeraj frekvencije, uslovljeno uzajamnim dejstvom. Narušavanje monohromatičnosti oscilovanja dovodi do širenja odgovarajuće spektralne linije. Pri zadatom zakonu promene frekvencije oscilatora $\chi(t)$ oblik linije se definiše razlaganjem funkcije $f(t)$ u Fourier integral

$$\begin{aligned} I(\omega) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \left| \frac{1}{\sqrt{2\pi T}} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) e^{-i\omega t} dt \right|^2 \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi T} \left| \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} e^{-i(\omega - \omega_0)t + i\chi(t)} dt \right|^2 \quad 1.4.1.3. \end{aligned}$$

gde je

$$\chi(t) = \int_{-\infty}^t \chi(t') dt' \quad 1.4.1.4.$$

Obično se širenje linije karakteriše sa dva parametra širinom i pomerajem maksimuma.

Pod širinom linije smatra se rastojanje izmedju ω_1 i ω_2 za koje važi

$$I(\omega_1) = I(\omega_2) = \frac{1}{2} I_{\max}$$

Predpostavimo da se perturber nalazi na rastojanju R od atoma, usled toga dolazi do pomeraja frekvencije

$$\chi(R) = \frac{C_n}{R^n} \quad 1.4.1.5.$$

gde je n - ceo broj, a C_n - konstanta. Tada u slučaju velikog broja sudara sa parametrima f_i, t_i imamo

$$\chi(t) = C_n \sum_i \left\{ f_i^2 + V^2(t-t_i)^2 \right\}^{-\frac{n}{2}} \quad 1.4.1.6.$$

U svim članovima sume brzina V_i je različite, ali se uzima da je ona jednaka srednjoj relativnoj brzini kretanja V .

Izraz 1.4.1.5. može se napisati u sledećem obliku

$$I(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t_1) e^{-i\omega t_1} dt_1 \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f^*(t_2) e^{i\omega t_2} dt_2 =$$

$$= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t_1) f^*(t_2) e^{-i\omega(t_1-t_2)} dt_1 dt_2 \quad 1.4.1.7.$$

Ako uvedemo nove promenljive $t_2 = t$ i $t_1 - t_2 = \tau$

$$I(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi T} \int_{-T}^T e^{-i\omega\tau} d\tau \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f^*(t) f(t+\tau) dt =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega\tau} \phi(\tau) d\tau \quad 1.4.1.8.$$

gde je

$$\phi(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f^*(t) f(t+\tau) dt = \overline{f^*(t) f(t+\tau)} \quad 1.4.1.9.$$

Funkcija $\phi(\tau)$ naziva se funkcija korelacije. Ukoliko je $I(\omega)$ realno, funkcija korelacije mora da zadovoljava uslov

$$\phi(-\tau) = \phi^*(\tau) \quad 1.4.1.10.$$

To nam omogućava da se pri izračunavanju $\phi(\tau)$ ograničimo na oblast gde je τ pozitivno prema tome

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^\infty e^{-i\omega\tau} \phi(\tau) d\tau \quad 1.4.1.11.$$

Crta iznad 1.4.1.9. označava usrednjavanje po vremenu. Kao što se pokazuje u teoriji stacionarnih slučajnih procesa, to usrednjavanje može se zameniti usrednjavanjem po statističkom ansamblu, veličina koje određuju funkciju $f(t)$. Označavajući tako usrednjavanje ugaonim zagredama, umesto 1.4.1.9. može se takođe napisati

$$\phi(\tau) = \langle f(\tau) f^*(0) \rangle \quad 1.4.1.12.$$

Koristeći izraze 1.4.1.2. i 1.4.1.12. dobija se

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^\infty e^{-i(\omega-\omega_0)\tau} \phi(\tau) d\tau \quad 1.4.1.13.$$

$$\phi(\tau) = \overline{\exp \left[i \int_t^{t+\tau} \chi(t') dt' \right]} = \overline{\exp \left[-i \{ \eta(t) - \eta(t+\tau) \} \right]} \quad 1.4.1.14.$$

ili

$$\phi(\tau) = \langle \exp \left[i \int_0^\tau \chi(t') dt' \right] \rangle = \langle e^{i\eta(\tau)} \rangle \quad 1.4.1.15.$$

Prema tome izračunavanje $I(\omega)$ svodi se na izračunavanje funkcije korelacije /8/.

Ako postoji dva statistički nezavisna mehanizma širenja spektralnih linija, pri čemu je prvi okarakterisan funkcijom korelacije $\phi_1(\tau)$, a drugi funkcijom korelacije $\phi_2(\tau)$ to će pri zajedničkom dejstvu oba mehanizma biti

$$\phi(\tau) = \phi_1(\tau) \cdot \phi_2(\tau) \quad 1.4.1.16.$$

i

$$I(\omega) = \int I_1(\omega-x) I_2(x) dx \quad 1.4.1.17.$$

gde je

$$I_1(\omega) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^\infty e^{-i(\omega-\omega_0)\tau} \phi_1(\tau) d\tau$$

$$I_2(\omega) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^\infty e^{-i(\omega-\omega_0)\tau} \phi_2(\tau) d\tau$$

Iz izraza 1.4.1.13. sledi da je interval vremena potreban za određivanje razlike u frekvenciji $\Delta\omega = \omega - \omega_0$

$$\Delta t \sim \frac{1}{\Delta\omega} \quad 1.4.1.18.$$

Karakteristično vreme, potrebno za određivanje profila predstavlja ono vreme koje odgovara vrednosti $\Delta\omega$ jednakoj poluširini linije (u jedinicama frekvencije). Saglasno Lorentz-ovoј teoriji /1/ to vreme jednako je srednjem vremenu izmedju sudara T_c

$$T_c = \Delta t \sim \frac{1}{V_c} \quad 1.4.1.19.$$

U teoriji širenja spektralnih linija često se koristi aproksimacija u kojoj se perturberi (joni ili elektroni) posmatraju kao klasične čestice koje se kreću po klasičnim putanjama. U tom slučaju može se smatrati da je emiter izložen perturbaciji za vreme trajanja sudara koje je definisano relacijom

$$\tau \approx \frac{f_m}{V} \quad 1.4.1.20.$$

gde je f_m - minimalno rastojanje izmedju perturbera i emitera, a V - brzina pri minimalnom rastojanju. Kada je vreme trajanja sudara τ , znatno veće od karakterističnog vremena $1/\Delta\omega$ (koje je reda T_c), može se kompletno zanemariti kretanje perturbera. Takva aproksimacija se naziva kvazi-statičkom i tu se prvo računa cepljenje energetskih nivoa emitera pod uticajem interakcije, a konačan profil linije se dobija usrednjavanjem po svim mogućim perturbacijama. Ova aproksimacija se odnosi na jone.

U drugom slučaju vreme sudara je vrlo kratko u poređenju sa vremenom izmedju sudara. Tada se koristi udarna aproksimacija u kojoj se širenje i pomeraj računa u zavisnosti od sudara koji su dobro razdvojeni u vremenu, što praktično nije slučaj ali srednja interakcija je obično slaba pa se može zanemariti. Ova aproksimacija se koristi za elektronske sudare.

1.4.2. Udarna teorija

Izračunavanje profila linija I (ω) po opštim formulama 1.4.1.3. i 1.4.1.6. ili po njima ekvivalentnim formulama korelačne teorije susreće se sa ozbiljnim teškoćama. Zato se pri rešavanju tih zadataka ide na dalja uprošćenja. Ovde će biti razmotrena aproksimacija, nazvana udarnom aproksimacijom, po analogiji sa Lorentz-ovom udarnom teorijom /1/ širenja. U osnovi Lorentz-ove teorije leži pojava narušavanja koherentnosti oscilovanja atomskog oscilatora usled sudara. Ustvari tu se pretpostavlja da je oscilator neperturbovan sve dok se talasni paket ne prekine sudsrom. Rešavanje Furije integrala ne predstavlja teškoću pod uslovom da su ti sudevi odvojeni u vremenu.

$$\begin{aligned} I(\omega) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi T} \sum_i \left| \int_{t_i}^{t_i + \tau_i} e^{-i(\omega - \omega_0)t} dt \right|^2 = \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{\pi T} \sum_i \frac{1 - \cos(\omega - \omega_0)\tau_i}{(\omega - \omega_0)^2} \end{aligned}$$

Posle usrednjavanja po svim mogućim vrednostima vremena slobodnog proleta τ biće

$$I(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{\pi T} \frac{\tau}{\tau_0} \left\langle \frac{1 - \cos(\omega - \omega_0)\tau}{(\omega - \omega_0)^2} \right\rangle = \frac{1}{\pi \tau_0} \left\langle \frac{1 - \cos(\omega - \omega_0)\tau}{(\omega - \omega_0)^2} \right\rangle$$

gde je τ_0 - srednje vreme slobodnog proleta. Normirana na jedinicu funkcija raspodele po τ ima oblik

$$W(\tau) = \frac{1}{\tau_0} e^{-\frac{\tau}{\tau_0}}$$

Na osnovu čega se dobija Lorentz-ov profil linije

$$\begin{aligned} I(\omega) &= \frac{1}{\pi \tau_0} \int_0^\infty \frac{1 - \cos(\omega - \omega_0)\tau}{(\omega - \omega_0)^2} \frac{1}{\tau_0} e^{-\frac{\tau}{\tau_0}} d\tau = \\ &= \frac{1}{\pi \tau_0} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + (\frac{1}{\tau_0})^2} \end{aligned}$$
1.4.2.1.

Širina linije (γ) u ovom slučaju je $\frac{2}{\tau_0}$, gde je

$1/\tau_0$ - frekvencija sudara ili broj sudara u jedinici vremena.

Širina linijske može se izraziti preko efektivnog preseka sudara ζ

$$\frac{1}{\tau_0} = N \nu \zeta ; \quad \gamma = 2 N \nu \zeta \quad 1.4.2.2.$$

gde je N - koncentracija perturbera. Potrebno je odrediti efektivni presek ζ jer njega Lorentz-ova teorija ne daje. Taj problem rešili su Lentz /2/ i Weisskopf /3/, koji su ukazali na konkretan mehanizam narušavanja koherentnosti oscilovanja. Pri prolazu perturbera menja se frekvencija oscilovanja. Među su intervali vremena sudara u toku kojih je $\Delta \neq 0$ jako mali, faza oscilovanja dobija priraštaj ($\gamma \geq \gamma_0$). Nadjena je zavisnost faze oscilovanja od minimalnog rastojanja r

$$\gamma(r) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{C_n dt}{\{r^2 + \nu^2 t^2\}^{n/2}} = d_n \frac{C_n}{\nu r^{n-1}} \quad 1.4.2.3.$$

gde je

$$d_n = \sqrt{\pi} \frac{\Gamma(\frac{n-1}{2})}{\Gamma(\frac{1}{2})} \quad 1.4.2.4.$$

Izjednačujući desnu stranu jednačine 1.4.2.3. sa γ_0 , može se odrediti najveće rastojanje r_0 , pri kome su proleti perturbera još efikasni. Prema Weisskopf-u treba staviti da je $\gamma_0 = 1$ na osnovu čega se dobija

$$r_0 = \left(\frac{d_n C_n}{\nu} \right)^{\frac{1}{n-1}} \quad 1.4.2.5.$$

a na osnovu toga

$$\zeta = \pi r_0^2 = \pi \left(\frac{d_n C_n}{\nu} \right)^{\frac{2}{n-1}} \quad 1.4.2.6.$$

$$\gamma = 2 \pi N \nu \left(\frac{d_n C_n}{\nu} \right)^{\frac{2}{n-1}} \quad 1.4.2.6.$$

Ovakvo izračunavanje sadrži u sebi dva nedostatka, proizvoljan izbor granične vrednosti γ_0 i isključivanje proleta perturbera izvan r_0 . Međutim ove nedostatke nije teško otkloniti. Vratimo se na izraze 1.4.1.13. i 1.4.1.15. i obrazovati razliku $\Delta \phi = \phi(\tau - \Delta \tau) - \phi(\tau)$, a prema 1.4.1.15. biće

$$\Delta\phi = \langle e^{i\eta(t+\Delta t)} \rangle - \langle e^{i\eta(t)} \rangle = \langle e^{i\eta(t)} e^{i\eta} \rangle - \langle e^{i\eta(t)} \rangle \quad 1.4.2.7.$$

gde je sa η označeno pomeranje faze za vreme Δt . U aproksimaciji udarne teorije η ne zavisi od vrednosti faze u trenutku t , zato se usrednjavanje obedva množitelja u prvom članu desnog dela jednačine 1.4.2.7. može vršiti odvojeno

$$\Delta\phi = \langle e^{i\eta(t)} \rangle \{ \langle e^{i\eta} \rangle - 1 \} = -\phi(t) \langle 1 - e^{i\eta} \rangle$$

Ako je broj perturbera $P(s) ds$ koji u jedinici vremena proleti kroz prsten $2\pi s ds$ tada je

$$\langle 1 - e^{i\eta} \rangle = \Delta t \int P(s) ds [1 - e^{i\eta}]$$

$$\Delta\phi = -\phi \theta \Delta t ; \quad \phi = e^{-\theta t} \quad 1.4.2.8.$$

gdje je

$$\theta = \int P(s) ds [1 - e^{i\eta(s)}] \quad 1.4.2.9.$$

Ukoliko je $P(s) ds = Nv 2\pi s ds$ iz 1.4.2.8. sledi

$$\phi = e^{-Nv t (G' - G^0)} \quad 1.4.2.10.$$

gdje je

$$G' = 2\pi \int_0^\infty \{1 - \cos \eta(s)\} s ds \quad 1.4.2.11.$$

$$G'' = 2\pi \int_0^\infty \sin \eta(s) s ds \quad 1.4.2.12.$$

pa iz 1.4.2.10. i 1.4.1.13. sledi

$$I(\omega) = \frac{Nv G'}{\pi} \frac{1}{(\omega - \omega_0 - Nv G^0)^2 + (Nv G')^2} \quad 1.4.2.13.$$

Ovaj izraz /4/ je analogan izrazu 1.4.2.1., ali je sada širina linije

$$\gamma = 2Nv G' \quad 1.4.2.14.$$

a maksimum linije pomeren je od ω_0 za veličinu

$$\Delta = Nv G'' \quad 1.4.2.15.$$

Izraz 1.4.2.13. se podudara sa Lorentz-ovom formulom 1.4.2.1. i ako zamenimo

$$\frac{1}{\tau_0} = N \nu G = N \nu (G' - i G'')$$

Takodje kao i u Lorentz-ovoj teoriji /1/, širina linije proporcionalna je koncentraciji perturbera N .

Pri velikim vrednostima $\omega - \omega_0$ tj. u krilima linije, formula Lindholma 1.4.2.13. /4/ daje isti izraz kao i Lorentz-ov

$$I(\omega) \sim \frac{N \nu G'}{\pi} (\omega - \omega_0)^{-2} = \frac{G'}{2\pi} (\omega - \omega_0)^{-2} \quad 1.4.2.16.$$

1.4.3. Kvazi-statistička teorija

Problemu širenja spektralnih linija usled efekta pritisaka može se pridi i sa druge tačke gledišta. Atom koji zrači nalazi se u spoljašnjem polju. Postojanje polja dovodi do pomeranja termova, a prema tome i do pomeraja frekvencije atomskog oscilatora. Ako je spoljašnje polje kvazi-statično, tj. menja se dosta polako, može se uzeti da je $I(\omega)d\omega$ proporcionalno statističkoj težini konfiguracije perturbera pri kojoj se frekvencija oscilovanja atomskog oscilatora nalazi u intervalu $\omega, \omega + d\omega$. U binarnoj aproksimaciji prema promeni frekvencije dolazi zbog najbliže čestice. Prema tome za izračunavanje $I(\omega)$ neophodno je naći verovatnoću $W(R)dR$ tako što se najbliža čestica nalazi na rastojanju $R, R + dR$ od atoma. Ta verovatnoća iznosi

$$W(R)dR = 4\pi R^2 N e^{-\frac{4\pi}{3}NR^3} dR = e^{-(\frac{R}{R_0})^3} d(\frac{R}{R_0}) \quad 1.4.3.1.$$

gde je $R_0 = \left(\frac{3}{4\pi N}\right)^{\frac{1}{3}}$

Ako se u jednačinu 1.4.3.1. zameni

$$\chi = \omega - \omega_0 = C_n R^{-n}$$

dobiće se raspodela verovatnoće za promenu frekvencije atomskog oscilatora. Takovm raspodelom određuje se i profil spektralne linije. Ako se uvede oznaka $\Delta \bar{\omega} = \frac{C_n}{R_0^n}$ onda iz 1.4.3.1. sledi

$$I(\omega)d\omega = \frac{4\pi N C_n^{\frac{3}{n}}}{h(\omega - \omega_0)^{\frac{3+n}{n}}} \exp\left[-\left(\frac{\Delta \bar{\omega}}{\omega - \omega_0}\right)^{\frac{3}{n}}\right] d\omega \quad 1.4.3.2.$$

Izraz 1.4.3.2. ima smisla samo za dosta velike vrednosti ($\omega - \omega_0$) za koje je $R = (\omega - \omega_0/C_n)^{-\frac{1}{n}}$ dosta manje od R_0 . Za $R \geq R_0$, binarna aproksimacija ne važi. Izraz 1.4.3.2. ne opisuje centralni deo linije. Uslov $R \ll R_0$ znači da je $\Delta\bar{\omega} \ll \omega - \omega_0$ pa iz 1.4.3.2. sledi

$$I(\omega) = \frac{4\pi N C_n^{\frac{2}{n}}}{n(\omega - \omega_0)^{\frac{3+n}{n}}} \quad dw \quad 1.4.3.3.$$

Treba još napomenuti da je ovaj izraz primenjiv na kri-
la linije, dok je izraz dobijen udarnom teorijom primenjiv na ce-
ntralni deo linije.

1.5. ŠIRENJE VODONIKOVIH LINIJA U PLAZMI

1.5.1. Širenje u polju jona. Teorija Holtzman-a [9]

Ako se na rastojanju R od atoma nalazi ion on dovodi do cepanja energetskih nivoa koje je proporcionalno R^{-2} . Prema tome u izrazu 1.4.1.5. za promenu frekvencije oscilatora u ovom slučaju treba staviti da je $n = 2$.

Prva stvar koju treba rešiti, pri razmatranju širenja linija u polju jona sastoji se u nalaženju statističke raspodele intenziteta, uzimajući u obzir jednovremeno dejstvo velikog broja jona na atom. Razmotrićemo komponentu $\alpha \rightarrow \beta$ linije (pod α i β se podrazumevaju skupovi odgovarajućih kvantnih brojeva) i predstavimo je preko

$$dI_{\alpha\beta} = B_{\alpha\beta} \mathcal{E}, \quad B_{\alpha\beta} = \frac{(C_1)_{\alpha\beta}}{ze} \quad 1.5.1.1.$$

pomera se te komponente. Za jačinu polja \mathcal{E} imamo

$$\mathcal{E} = \sum_i \mathcal{E}_i = -ze \sum_i \frac{R_i}{R_i^3} \quad 1.5.1.2.$$

Prema osnovnom postulatu statističke teorije raspodela intenziteta $I_{\alpha\beta}(\omega)$ definiše se funkcijom raspodele $W(\mathcal{E}) = W(I/\mathcal{E})$

$$I_{\alpha\beta}(\omega) dw = I_{\alpha} W(\mathcal{E}) d\mathcal{E} = \frac{I_{\alpha\beta}}{B_{\alpha\beta}} W\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega}\right) dw \quad 1.5.1.3.$$

Opšta raspodela intenziteta u liniji $I(\omega)$ može se do-

biti, sumirajući 1.5.1.3. po svim Stark-ovim komponentama, uzimanjem u obzir relativnih intenziteta.

$$I(\omega) d\omega = \sum_{\alpha, \beta} \frac{I_{d\beta}}{B_{d\beta}} W\left(\frac{\omega - \omega_0}{B_{d\beta}}\right) d\omega \quad 1.5.1.4.$$

Na taj način nalaženje profila linije $I(\omega)$ svedi se na izračunavanje funkcije raspodele $W(\varepsilon)$. Ta funkcija je bila izračunata pomoću Holtsmark-ove aproksimacije idealnog gasa. Ova aproksimacija podrazumeva to da svaki jon može sa jednakom verovatnoćom vršiti uticaj u bilo kojoj tački posmatranog opsega, nezavisno od toga kako su rasporedjeni ostali joni /9/, /12/. Sada se prema Holtsmark-u obrazuje funkcija

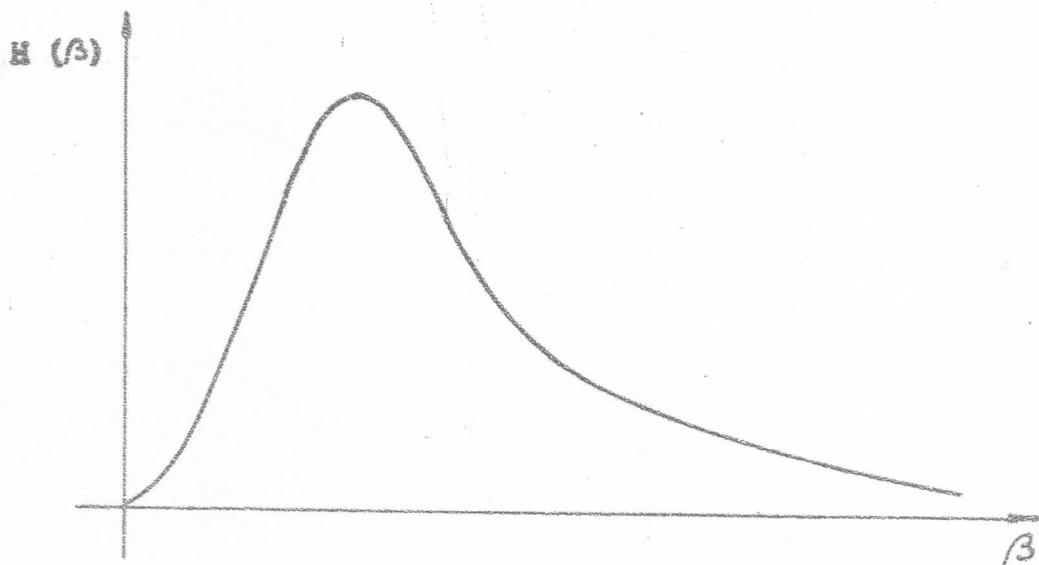
$$W_H(\varepsilon) d\varepsilon = H\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right) \frac{d\varepsilon}{\varepsilon_0} \quad 1.5.1.5.$$

gde je

$$H(\beta) = \frac{2}{\pi \beta} \int_0^{\infty} x \sin x \exp\left[-\left(\frac{x}{\beta}\right)^2\right] dx \quad 1.5.1.6.$$

$$\varepsilon_0 = 2\pi \left(\frac{4}{15}\right)^{\frac{2}{3}} 2e N^{\frac{2}{3}} = 260312e N^{\frac{2}{3}} \quad 1.5.1.7.$$

Tako da raspodela Holtsmark-a /9/ ima oblik prikazan na slici 1.5.1.1.



Sl.1.4.4.1. Raspodela Holtsmarka

U krilu linije je $I(\omega) \sim (\omega - \omega_0)^{-\frac{5}{2}}$

$$I(\omega) \sim (\omega - \omega_0)^{-\frac{5}{2}} \cdot 1.5 \sum_{\alpha, \beta} I_{\alpha\beta} (B_{\alpha\beta})^{\frac{3}{2}} \mathcal{E}_0^{\frac{3}{2}} \quad 1.5.1.8.$$

Ovaj izraz je u potpunoj saglasnosti sa binarnom raspodelom 1.4.3.3. treba napomenuti da je opšta funkcija raspodele binarne aproksimacije dosta bliska $H(\beta)$ svuda, osim za male vrednosti β . Formula 1.5.1.8. može se napisati i u obliku

$$I(\omega) \sim I_0 1.5(\omega - \omega_0)^{-\frac{5}{2}} (BE)^{\frac{3}{2}}; I_0 = \sum_{\alpha, \beta} I_{\alpha\beta} \quad 1.5.1.9.$$

gde je prema 1.5.1.1.

$$B^{\frac{3}{2}} = I_0^{-1} \sum_{\alpha, \beta} I_{\alpha\beta} \left(\frac{e}{z} \right)^{\frac{3}{2}} [z_{\alpha\beta} - z_{\beta\beta}]^{\frac{3}{2}} \quad 1.5.1.10.$$

gde je z - koordinata atomskog elektrona. Uporedjivanje sa tačnim izračunavanjima pokazuju da se za vodonikov jon sa nanelektrisanjem jezgra $\frac{e}{z}$ e suma po α, β može aproksimirati izrazom

$$\left(\frac{e}{z} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{3}{8} (n^2 - n'^2)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\hbar^2}{z_i m e^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

gde su n i n' - glavni kvantni brojevi početnog i krajnjeg stanja
Prema tome

$$B \approx \left(\frac{3}{8} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{\hbar}{z_i m e} (n^2 - n'^2) \quad 1.5.1.11.$$

odakle se dobija približan izraz za profil linije

$$I(\omega) = \frac{I_0}{B \mathcal{E}_0} T_H \left(\frac{\omega - \omega_0}{B \mathcal{E}_0} \right) \quad 1.5.1.12.$$

gde za veće vrednosti β

$$T_H(\beta) \rightarrow 1.5 \beta^{-\frac{5}{2}}$$

Ukoliko je profil linije simetričan u odnosu na ω_0
Holtsmark-ova širina linije $\Delta \omega_H$ je $8B\mathcal{E}_0$. Koristeći izraz
1.5.1.11. dobija se za linije vodonikovog spektra

$$\Delta \omega_H \approx 12.5 (n^2 - n'^2) N^{\frac{2}{3}} \quad 1.5.1.13.$$

Formula 1.5.1.12. dosta dobro opisuje profil linije,
izuzev u centralnoj oblasti. Međutim raspodela intenziteta u toj

oblasti je u većoj meri određena Doppler-ovim efektom i uzajamnim dejstvom sa elektronima.

1.5.2. Širenje u polju elektrona

Primenom Furije analize i udarne teorije /6/, /10/ koja uzima u obzir degeneraciju nivoa i nestacionarna pobudjivanja se sledeći izraz za funkciju korelacijsku

$$\phi(\tau) = \sum_{\alpha\beta\alpha'} W_\alpha e^{i\omega\alpha' t} P_{\alpha'\beta} P_{\beta\alpha} \langle \alpha | e^{-\theta\hat{t}} | \alpha' \rangle \quad 1.5.2.1.$$

gde je W_α - verovatnoća naseljenosti stanja α , a $P_{\alpha'\beta}$ i $P_{\beta\alpha}$ matrični elementi dipolnog momenta atoma koji se izračunavaju pomoću talasnih funkcija $\psi_1(t)$ i $\psi_2(t)$, a ove funkcije se dobijaju kao rešenja Šredinger-ove jednačine za hamiltonijan

$$H = H_0 + V(t)$$

pa je na osnovu toga $I(\omega)$

$$\begin{aligned} I(\omega) &= \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^\infty e^{-i\omega\tau} \phi(\tau) d\tau = \\ &= \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \sum_{\alpha\beta\alpha'} W_\alpha P_{\alpha'\beta} P_{\beta\alpha} \langle \alpha | \int_0^\infty e^{-i(\omega-\omega_{\alpha'})\tau - \theta^*\tau} d\tau | \alpha' \rangle = \\ &= \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \sum_{\alpha\beta\alpha'} W_\alpha P_{\alpha'\beta} P_{\beta\alpha} \langle \alpha | \frac{1}{i(\omega-\omega_{\alpha'}) + \theta^*} | \alpha' \rangle \quad 1.5.2.2. \end{aligned}$$

a za operator θ dobija se izraz

$$\theta = \frac{2}{3} \pi N \frac{e^2}{\hbar^2} \vec{r}_a \cdot \vec{r}_a \left[\frac{1}{v} f(v) dv [1 + 2 \ln \frac{f_0}{f_0}] \right] \quad 1.5.2.3.$$

gde je \vec{r}_a - radijus vektor atomskog elektrona, f - parametar suda, odnosno f_0 naziva se parametar Weisskopfa i iznosi

$$f_0 = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{e^2}{\hbar^2} \langle \vec{r}_a \cdot \vec{r}_a \rangle^{\frac{1}{2}} v^{-1} \quad 1.5.2.4.$$

Ako se pretpostavi da je raspodela elektrona po brzinama Maksvelova

$$f(v) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \quad 1.5.2.5.$$

pri $V \rightarrow 0$ $f_0 \sim \frac{1}{V} \rightarrow \infty$

No sva prethodna razmatranja zasnovana su na pretpostavci dalekih sudara, za koje je $S > f_0$. Zato za donju granicu integracije treba uzeti $\bar{v}_{min} \neq 0$

$$\int_{\bar{v}_{min}}^{\infty} \frac{1}{V} \left[1 + 2 \ln \frac{S_m}{f_0} \right] f(v) dv = \\ = \left(\frac{2m}{\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ \exp \left[- \frac{mv_{min}^2}{2kT} \right] + 2 \int_{\bar{v}_{min}}^{\infty} \frac{1}{V} \exp \left[- \frac{mv^2}{2kT} \right] dv \right\} \quad 1.5.2.6.$$

Prvi član u velikoj zagradi za vrednosti N i T koje predstavljaju najveći interes je zanemarljivo mali, a

$$\left(\frac{2m}{\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{4}{\pi} \langle v^{-1} \rangle$$

Pri izračunavanju drugog člana može se iskoristiti aproksimacija

$$\int_{\bar{v}_{min}}^{\infty} \frac{1}{V} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv \approx -\frac{1}{2} \left(\ln \frac{mv_{min}^2}{2kT} + 0,577 \right) = \\ = -\frac{1}{2} \left(2 \ln \frac{\bar{v}_{min}}{\langle v \rangle} + \ln \frac{\pi}{4} + 0,577 \right) = \ln \frac{S_m}{f_0 \langle v \rangle} - 0,17$$

I uvrštavanjem u izraz 1.5.2.3. dobija se

$$\theta = \frac{16}{3} N \frac{e^4}{h^2} \langle v \rangle^{-1} \left[\ln \frac{S_m}{f_0 \langle v \rangle} + 0,33 \right] \vec{r}_a \cdot \vec{r}_a \quad 1.5.2.7.$$

I kada se zna operator θ može se pomoću izraza 1.5.2.2. izračunati profil spektralne linije.

G L A V A II

STANJE RAVNOTEŽE

2.1. U V O D

Makroskopsko stanje je određeno izvesnim skupom nezavisnih makroskopskih parametara, koji u potpunosti karakteriše stanje. Veličine koje određuju stanje, a ne zavise od predistorije stanja nazivaju se funkcije stanja. Stanje opisano parametrima koji su konstantni tokom vremena naziva se stacionarno stanje. Ako u sistemu nema nikakvih stacionarnih struja pod spoljašnjim uticajem, takvo stanje zove se ravnotežno stanje ili stanje termodinamičke ravnoteže, a sistem koji se nalazi u takvom stanju zove se termodinamički sistem.

Necobično je korisno u spektroskopiji plazme pretpostavka o lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži (LTR) /13/. Kada postoji LTR gustoća u posebnim kvantnim stanjima je takva kao i u termo dinamičkom sistemu koji ima gustoću temperaturu i hemijski sastav. Veličina koju treba odrediti je temperatura. Temperatura je parametar funkcije raspodele čestica, koju uslovjavaju najveće brzine različitih reakcija. U laboratorijskoj plazmi elektroni. U takvoj plazmi procesi sa slobodnim elektronima su osnovni, zato što su brzine elektrona velike, a efektivni preseci u krajnjem slučaju nisu manji od preseka za reakciju u kojoj bi elektroni bili zamjenjeni jonima. Preseci za predaju impulsa su veoma mali pri sudarima čestica sa dosta različitim massama. To znači da kako elektroni tako i joni mogu imati skoro Maksvelove raspodele po brzinama sa potpuno različitim kinetičkim temperaturama.

U stacionarnoj i prostorno homogenoj plazmi moguće je postojanje LTR, ako u jednačinama ravnoteže budu glavni članovi koji opisuju sudarne procese uslovljene elektronima koji imaju Maksvelovu raspodelu.

Treba još navesti da odsustvo LTR dovodi do neprimenjivosti nekih spektroskopskih metoda za merenje temperature ili koncentracije plazme.

2.2 TERMODINAMIČKA RAVNOTEŽA

Pri potpunoj termodinamičkoj ravnoteži različita stanja

atoma ili jona naseljavaju se na taj način što odgovarajuća makroskopska raspodela, koja opisuje gустину N_n u kvantnom stanju n može dobiti iz maksimalnog broja mikroskopskih raspodela, koje određuju koji se elektroni nalaze u atomu u stanju n itd. Broj mikroskopskih raspodela, koje dovode do te makroskopske raspodele je

$$W = \frac{N!}{\prod_n N_n!} \quad 2.2.1.$$

gde je N - ukupan broj atoma ili jona posmatranog sistema tj.

$$N = \sum_n N_n \quad 2.2.2.$$

i proizvod $N_n!$ u imeniku uzima u obzir činjenicu da elektroni u stanju n mogu biti smešteni na $N_n!$ načina bez promene u mikroskopskim raspodelama jer se elektroni ne razlikuju. Svi N_n , a time više i N su obično veliki brojevi. Prema tome koristeći formulu Stirlinga možemo njihove logaritme predstaviti u obliku

$$\ln N! = \sum_1^N \ln x = \int_{1}^N \ln x dx = N(\ln N - 1) \quad 2.2.3.$$

Iz izraza 2.2.1., 2.2.2. i 2.2.3. za $\ln W$ u oblasti velikih N_n sledi

$$\ln W = N(\ln N - 1) - \sum_n N_n (\ln N_n - 1) = N \sum_n \frac{N_n}{N} \ln \frac{N_n}{N} \quad 2.2.4.$$

Logaritem je sporo promenjiva monotona funkcija, pa prema tome $\ln W$ takođe ima maksimum za ravnotežnu raspodelu. Prema tome pri ravnotežnim termodinamičkim naseljavanjima imamo

$$\delta \ln W = -N \sum_n \left[\ln \left(\frac{N_n}{N} \right) + 1 \right] \delta \left(\frac{N_n}{N} \right) = 0 \quad 2.2.5.$$

Treba naći rešenje ove jednačine, koje se slaže sa zadanim ukupnim brojem atoma ili jona

$$N = N \sum_n \frac{N_n}{N} \quad 2.2.6.$$

i zadanim ukupnom energijom

$$E = N \sum_n E_n \frac{N_n}{N} \quad 2.2.7.$$

Varirajući ove jednačine dobije se

$$\sum_n \delta\left(\frac{N_n}{N}\right) = 0$$

2.2.8.

$$\sum_n E_n \delta\left(\frac{N_n}{N}\right) = 0$$

2.2.9.

Uvodeći Lagranževe množitelje $\ln \alpha$ i β iz 2.2.5. sledi

$$\sum_n \left[\ln\left(\frac{N_n}{N}\right) - \ln \alpha + \beta E_n \right] \delta\left(\frac{N_n}{N}\right) = 0$$

2.2.10.

Član $\sum \delta\left(\frac{N_n}{N}\right)$ u izrazu 2.2.5. nestaje zbog 2.2.8.. Varijacija $\delta\left(\frac{N_n}{N}\right)$ se može razmatrati kao nezavisna. Prema tome za relativne gustine u različitim kvantnim stanjima dobija se sledeći izraz

$$\frac{N_n}{N} = \alpha \exp(-\beta E_n) = \frac{\exp(-\beta E_n)}{\sum_i \exp(-\beta E_i)}$$

2.2.11.

gde je α izabrano tako da bi bio ispunjen uslov 2.2.6.. Potrebno je sada odrediti veličinu β koja je prema 2.2.6. i 2.2.11. povezana sa ukupnom energijom

$$E = N \frac{\sum_i E_i \exp(-\beta E_i)}{\sum_i \exp(-\beta E_i)}$$

2.2.12.

U klasičnoj termodinamici ravnoteži u sistemu odgovara maksimum entropije. Iz termodinamike sledi

$$TdS = dE + PdV$$

2.2.13.

gde je T - temperatura, S - entropija, E - unutrašnja energija, P - pritisak i V - zapremina koja je nepromenljiva pri stalnom N . Iz 2.2.13. sledi

$$\frac{1}{T} = \left(\frac{\partial S}{\partial E} \right)_V$$

2.2.14.

Prema Boltzmanu je

$$S = k \ln W$$

2.2.15.

ili prema 2.2.4., 2.2.6., 2.2.7., 2.2.10. i 2.2.11.

$$S = -kN \sum_n \frac{N_n}{N} \ln \frac{N_n}{N} = \\ = -kN \sum_n \frac{N_n}{N} (\ln \alpha - \beta E_n) = kN \ln \sum_n \exp(-\beta E_n) + k\beta E \quad 2.2.16.$$

Parcijalni izvod po E daje

$$\frac{\partial S}{\partial E} = -kN \frac{\sum E_n \exp(-\beta E_n)}{\sum \exp(-\beta E_n)} \cdot \frac{\partial \beta}{\partial E} + kE \frac{\partial \beta}{\partial E} + k\beta = k\beta \quad 2.2.17.$$

Ovde je iskorisćena 2.2.12.. Na kraju uporedjujući ovaj izraz sa 2.2.14. dobija se izraz za drugi množitelj

$$\beta = \frac{1}{KT} \quad 2.2.18.$$

Rezultate možemo napisati u obliku sledeće formule za relativnu naseljenost datog kvantnog stanja

$$\frac{N_n}{N} = \frac{\exp(-E_n/kT)}{\sum_n \exp(-E_n/kT)} = \frac{\exp(-E_n/kT)}{Z(T)} \quad 2.2.19.$$

gde je E_n - energija pobudjivanja n - tog stanja, T - apsolutna temperatura, k - Boltzmanova konstanta, a imenilac $Z(T)$ naziva se statistička suma.

2.3. BOLTSMANOVI MNOŽITELJI I FORMULE SAHA

Vrlo često neka stanja imaju istu energiju. U principu to je moguće uzeti u obzir, stavljajući toliko jednakih članova statističke sume koliko ima degenerisanih nivoa. Međutim podešnjije se opredeliti za N_n , zbrajajući ih u sumu gustina u kvantnim stanjima sa datom energijom i uvesti statističke težine g_n koje su jednake broju tih stanja. Tada 2.2.19. dobija oblik

$$\frac{N_n}{N} = \frac{g_n \exp\left(\frac{-E_n}{kT}\right)}{\sum_n g_n \exp\left(\frac{-E_n}{kT}\right)} = \frac{g_n \exp\left(\frac{-E_n}{kT}\right)}{Z(T)} \quad 2.3.1.$$

Odnos gustina atoma ili jona date vrste i stepena jonizacije u stanjima sa energijama E_n i E_m je

$$\frac{N_h}{N_m} = \frac{g_h \exp\left(\frac{-E_h}{kT}\right)}{g_m \exp\left(\frac{-E_m}{kT}\right)}$$

2.3.2.

Brojilac i imenilac nazivaju se Boltzmanovim množiteljima i vezani su za energetske nivoe E_h i E_m . Za izračunavanje tih množitelja moraju biti poznati energetski nivoi i statističke sume. Kod vodonika energija zavisi samo od glavnog kvantnog broja, a statistička suma je

$$g_h = 2 \sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = 2n^2$$

2.3.3.

gde je $(2l+1)$ daje broj orijentacija orbitalnog momenta količine kretanja, a broj 2 sledi zbog dve orijentacije spina.

Dobijene jednačine daju vezu između gustine čestice koje se nalaze u različitim energetskim stanjima datog atoma ili jona, no one se mogu uopštiti pa da se dobije veza sa ukupnom gustinom čestica iste vrste ili pri visokoj jonizaciji sa gustinom slobodnih elektrona. Broj slobodnih elektrona u nekom intervalu energije je

$$\frac{dN_e}{N_h^{z-1}} = \frac{dg_e}{g_h^{z-1}} \exp\left(-\frac{E_n' + E_k}{kT}\right)$$

2.2.4.

Ovde je dg_e - broj stanja slobodnih elektrona koji se odnosi na neki interval energije dE_k , g_h^{z-1} - statistička težina odgovarajućih nivoa, E_n' - energija veze elektrona na tom nivou i E_k - srednja kinetička energija elektrona u izabranom intervalu energije. Očevidno je izraz 2.2.4. još jedna primena Boltzmanovih množitelja.

Da bi izračunali dg_e , predpostavlja se da talesna funkcija slobodnih elektrona ima oblik ravnih talasa sa talesnom dužinom $\lambda = 2\pi\hbar/mv$ ili talesnim vektorom $\vec{k} = \frac{\hbar\vec{v}}{L}$. Broj stanja se može odrediti preko broja sopstvenih oscilacija koje postoje u nekoj normiranoj zapremini L^3 . Granični uslovi su $k_x L = 2\pi n_x$ itd. Broj oscilacija dg'_e je približno

$$2 \cdot 4\pi (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2) d(n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)^{1/2} = 4\pi \left(\frac{L}{2\pi}\right)^3 k^2 dk$$

množitelj 2 sledi iz dve orijentacije spina. Zamenjujući $E = (\hbar^2/2m)k^2$ dobija se

$$dq_e' = 4 \cdot \left(\frac{6k}{\pi}\right)^{1/2} L^3 \left(\frac{m}{2\pi k^2}\right)^{3/2} dE_k$$

2.2.5.

Zapremina L^3 nije proizvoljna jer kako vezani elektron pripada atomu ili jonu, tako i jone i elektrone nastale u posmatranom procesu treba uzeti kao jedan kvantomehanički sistem. Zbog veze N_e i N_n^{z-1} sa gustinom jona u osnovnom stanju N_1^z neophodno je uzeti sledeću zapreminu

$$L^3 = (N_1^z)^{-1}$$

2.2.6.

Pored toga stanje jona izraženo preko statističke sume proporcionalno je g_1^z - statističkoj sumi osnovnog stanja jona. Na osnovu toga i formula 2.2.5. i 2.2.6. statistički množitelj koji odgovara slobodnim elektronima je

$$dq_e = 4 \frac{g_1^z}{\mu_z} \left(\frac{E_k}{T}\right)^{1/2} \left(\frac{m}{2\pi k^2}\right)^{3/2} dE_k$$

2.2.7.

Zamenjujući ovaj rezultat u 2.2.4. i integracijom dobija se jedan oblik formule Saha

$$\frac{N_e N_1^z}{N_n^{z-1}} = \frac{2 g_1^z}{g_n^{z-1}} \left(\frac{m k T}{2\pi k^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_n'}{k T}\right)$$

2.2.8.

Ovaj izraz dobro povezuje gustinu elektrona i jona sa gustinom N_n^{z-1} u osnovnom stanju nižeg stepena jonizacije. Može se N_1^z zameniti sa N_m^z koristeći odgovarajuće Boltzmanove množitelje. Tada se g_1^z zamenjuje sa g_m^z , a E_n' sa $E_n' + E_m^z$ gde je E_m^z - energija pobudjivanja uračunata od osnovnog stanja jona. Na kraju je još moguće iskoristiti i ukupne vrednosti N^{z-1} i N^z atoma ili jona. Tada formula Saha prema 2.2.1. i 2.2.8. dobija oblik

$$\frac{N_e N^z}{N^{z-1}} = \frac{2 Z^z(T)}{Z^{z-1}(T)} \left(\frac{m k T}{2\pi k^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_\infty^{z-1} - \Delta E_\infty^{z-1}}{k T}\right)$$

gde je E_∞^{z-1} - energija jonizacije ($z-1$) stepena za izolovane sisteme i ΔE_∞^{z-1} - popravka na tu veličinu uslovljena uzajemnim dejstvom u plazmi.

2.4. GRANICE PRIMENJIVOSTI MODELA LTR

Granica primene jednog modela određuje se greškom koju njegova primena nameće. Korišćenje modela LTR predpostavlja da preovladavaju kolizioni procesi. Pošto su pokretljivosti elektrona znatno veće od pokretljivosti ostalih čestica u plazmi, sudarni procesi sa elektronima davaće će osnovni doprinos u populaciji i de-populaciji posmatranih nivoa. Smanjenjem elektronske koncentracije plazme, broj sudara sa elektronima opada pa i verovatnoća sudarne deekscitacije postaje mala u odnosu na verovatnoću spontane deekscitacije. Prema tome, pri dovoljno malim elektronskim gustinama plazme, mogu preovladavati spontani prelazi. Time se narušavaju uslovi korišćenja modela LTR. Ako se dozvoli greška od 10% u određivanju populacije datog nivoa usled korišćenja modela LTR, onda će granica primene ovog modela biti za gustine koje omogućuju doprinos spontanih prelaza u totalnom intenzitetu spektralne linije do 10%. Ta granična gустина може се наћи uporedjivanjem frekvencija sudarne i spontane deekscitacije.

Posmatranjem optičkog prelaza iz gornjeg nivoa n u donji nivo m atoma ili jona kao emitera, usled sudara sa elektronima i spontanom deekscitacijom, može se naći analitički izraz kriterijuma primenjivosti modela LTR. Naime frekvencija sudarne deekscitacije se može izraziti pomoću relacije

$$f_s = N_e N_m \mathcal{X}(T_e, m, n) \quad 2.4.1.$$

gde je $\mathcal{X}(T_e, m, n)$ - koeficijenat sudarne deekscitacije.

Frekvencija spontanih prelaza će biti

$$f_{sp} = N_m A_{nm} \quad 2.4.2.$$

gde je A_{nm} - Einstein-ov koeficijenat. Da bi odstupanje od LTR bilo manje od 10%, za dati nivo, frekvencija spontanih prelaza treba da bude u krajnjem slučaju, 10 puta manja od frekvencije prelaza uslovljenih sudarima sa elektronima. To znači da treba da bude zadovoljen sledeći uslov

$$N_e N_m A_{nm} \leq \frac{1}{10} N_e N_m \mathcal{X}(T_e, m, n) \quad 2.4.3.$$

odnosno

$$N_e \geq \frac{10 A_{nm}}{\mathcal{X}(T_e, m, n)} \quad 2.4.4.$$

Za slučaj jona kao emitera $\mathcal{R} (T_e, m, n)$ se može izračunati na sledeći način

$$\mathcal{R} (T_e, m, n) = \frac{g_n}{g_m} Y(T_e, m, n) e^{-\frac{E_{nm}}{kT_e}} \quad 2.4.5.$$

gde je

$$Y(T_e, m, n) = \frac{6,5 \cdot 10^{-4}}{E_{nm} T_e^{\frac{1}{2}}} f_{nm} e^{-\frac{E_{nm}}{kT_e}} \quad 2.4.6.$$

Ovde je E_{nm} - energija ekscitacije iz nivoa n u nivo m izražena u eV, T_e - elektronska temperatura u $^{\circ}\text{K}$, f_{nm} - apsorpciona jačina oscilatora za prelaz koji se posmatra. Pomoću 2.4.5. i 2.4.6., uslov primenjivosti modela LTR dat jednačinom 2.4.4. može se napisati u obliku

$$N_e \geq 46 \cdot 10^{12} T_e^{\frac{1}{2}} E_{nm} [\text{cm}^{-3}] \quad 2.4.7.$$

Uslov dat jednačinom 2.4.7. je potreban ali ne i dovoljan uslov za primenjivost modela LTR. Samog toga potrebno je da plazma bude homogena i stacionarna.

Stacionarnost plazme se ocenjuje uporedjivanjem relaksacionih vremena za pojedine procese u plazmi sa vremenima kreiranja i nestajanja plazme. Vreme kreiranja i nestajanja plazme može se oceniti posmatranjem zračenja iz plazme. Vreme porasta i pada intenziteta zračenja iz plazme određuje vreme kreiranja i nestajanja plazme. Ako se eksitaciona i ionizaciona ravnoteža ustvaruje kroz seriju kvazi-stacionarnih eksitovanih stanja, koja su vrlo bliske uslovima LTR, onda se relaksaciono vreme za datu eksitaciju ili ionizaciju može izračunati prema relaciji /13/, /20/

$$\tau_i = \frac{115 \cdot 10^3 (z+1)^3 N^+}{f_N N_e (N^+ + N)} \left(\frac{E_2 - E_1}{E_{\infty}} \right) \left(\frac{kT_e}{E_{\infty}} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{E_2 - E_1}{kT_e} \right) \quad 2.4.8.$$

gde je N^+ - gustina jona iste vrste, z - stepen jonizacije, E_1 i E_2 su energije osnovnog i prvog eksitacionog stanja. Ako je vreme τ_i malo u poređenju sa vremenom kreiranja i nestajanja plazme, onda se može reći da je plazma kvazi-stacionarna. U toku relaksacionog vremena τ_i , čestice plazme prelaze usled difuzije, rastojanje δ , dato relacijom /13/, /20/

$$\delta = \gamma \tau \left(\frac{\tau_1}{\tau} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{2 \cdot 10^4}{A^{1/4}} \left[\frac{k T_e}{E_H} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{E_2 - E_1}{f_{12} E_H} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{\exp \left[\frac{E_2 - E_1}{k T_e} \right]}{\left[(N + \alpha N') (N + \nu') \right]^{\frac{1}{2}}} \quad 2.4.9.$$

gde je v - termalna brzina čestica, τ - je srednje vreme izmedju elastičnih sudara, E_H - energija ionizacije atoma vodonika, A - atomska težina gase čija se plazma ispituje. Ako je δ malo u poređenju plazme, onda se može tvrditi da je plazma homogena.

Prethodno razmatranje kriterijuma važenja modela LTR podrazumevalo je uključenje svih pa i osnovnog nivoa emitera iz plazme. Međutim, često je raspodela tek od nekog višeg nivosa. Taj nivo se naziva termalnim. Za takvu plazmu se kaže da je u parcijalnoj LTR. Vreme uspostavljanja ravnoteže umesto jednačine 2.4.8. dato je sledećim izrazom

$$\tau_1 = \frac{4.5 \cdot 10^7 Z^3}{N_e n^4} \left[\frac{k T_e}{Z^2 E_H} \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left[\frac{2 Z^2 E_H}{n^2 k T_e} \right] [s] \quad 2.4.10.$$

gde je n - glavni kvantni broj termalnog nivoa.

Za termalni nivo je verovatnoća prelaza na više nivoe jednaka verovatnoći prelaza na niže energetske nivoe.

U većini eksperimentalnih plazmi, vreme τ_1 je toliko malo da se parcijalna LTR ostvaruje skoro trenutno u poređenju sa ostalim karakterističnim vremenima plazme.

GLAVA III

ELEKTRONSKA TEMPERATURA I KONCENTRACIJA PLAZME

3.1. ELEKTRONSKA TEMPERATURA

Svaka plazma sastavljena je od mnoštva elektrona i jona i neutralnih čestica čiji broj zavisi od pritiska i stepena ionizacije. Različite vrste čestica mogu imati razne raspodele brzina. U većini laboratorijskih plazmi viših koncentracija elektroni imaju Maksvelovu raspodelu brzina. U tom slučaju definiše se kinetička temperatura elektrona u plazmi, slično definiciji temperature u kinetičkoj teoriji gasova. Često je to slučaj i sa jonom. Međutim, pošto je izmena energije između elektrona i jona mala (zbog velike razlike u masama) njihove temperature mogu biti različite. Da li će temperature različitih vrsta čestica u plazmi biti jednakе, zavisi od uslova ravnoteže. Može se sa sigurnošću tvrditi da ni jedna laboratorijska plazma nije u takvoj termodynamičkoj ravnoteži. Međutim, kada su kolizioni procesi dominantni nad radijativnim, može se govoriti o LTR. Pri LTR kinetička temperatura različitih vrsta čestica /14/, /21/ i temperatura koja karakteriše raspodelu elektrona po slobodnim i vezanim stanjima međusobno su jednakе. Pa se za opis ravnotežnih uslova može koristiti Saha jednačina. Ravnotežna raspodela po vezanim i slobodnim stanjima karakteriše se tada temperaturom koja je jednak elektronskoj temperaturi plazme.

Uslovi postojanja LTR su diskutovani ranije (2.4.), ali treba napomenuti da je plazma u LTR ako su elektronske koncentracije relativno velike /21/, veće od 10^{16} cm^{-3} , a srednje energije elektrona manje od 10 eV.

U zavisnosti od toga da li u plazmi postoji ravnoteža ili ne, treba birati metode za merenje elektronske temperature.

Elektronska temperatura u plazmi može se meriti sončnim i spektroskopskim metodama. Spektroskopske metode omogućuju merenje elektronske temperature bez perturbacije plazme. Međutim, spektroskopske metode zahtevaju postojanje LTR u plazmi, ali se njome može istovremeno i proveravati postojanje LTR. Spektroskopskim putem, elektronska temperatura u plazmi može se odrediti merenjem apsolutnih intenziteta linijskih kontinuum, količnika intenziteta linijskih kontinuum, relativnih intenziteta linijskih i slično.

Ovde će određivanje elektronske temperature biti izvršeno pomoću merenja relativnih intenziteta linijskih.

3.1.1. Određivanje elektronske temperature plazme merenjem relativnih intenziteta linija

U slučaju LTR u plazmi, broj ekscitovanih stanja N_m čija je energija ekscitacije E_m dat je izrazom /21/

$$N_m = \frac{g_m}{g_0} N_0 e^{-\frac{E_m}{kT_e}} \left(= \frac{g_m}{2} N_0 e^{-\frac{E_m}{kT_e}} \right) \quad 3.1.1.1.$$

gde je N_0 - broj emitera u osnovnom stanju, T_e - temperatura elektrona u plazmi, g_m i g_0 su statističke težine ekscitovanog i osnovnog stanja emitera. Ako u plazmi postoje čestice različitih vrsta (neutralni atomi, jednostruko i višestrukojonizovani atomi) onda se može napisati analogna jednačina za čestice r - te vrste

$$N_{r,m} = \frac{g_{r,m}}{\sum_{s=0}^{s_{\max}} g_{r,s} e^{-\frac{E_{r,s}}{kT_e}}} N_r e^{-\frac{E_{r,m}}{kT_e}} \quad 3.1.1.2.$$

gde je

$$Z_r(T_e) = \sum_{s=0}^{s_{\max}} g_{r,s} e^{-\frac{E_{r,s}}{kT_e}} \quad 3.1.1.3.$$

funkcija particije čestica odredjene vrste - r. Ako se posmatra zračenje koje nastaje prelazom iz stanja m u stanje n, onda je intenzitet po sekundi i po jednom atomu i jediničnom prostornom uglu dat izrazom

$$J_{nm} = \frac{1}{4\pi} A_{nm} h V_{nm} \quad 3.1.1.4.$$

gde je A_{nm} - Einstein-ov koeficijent /23/ dat izrazom

$$A_{nm} = \frac{64\pi^2 e^2 V_{nm}}{3hc^3} |\langle m|r|n\rangle|^2 \quad 3.1.1.5.$$

$$|\langle m|r|n\rangle| = \int \Psi_m(r) \Psi_n^*(r) dr \quad 3.1.1.6.$$

matrični elemenat za prelaz iz stanja m u stanje n, čije su so-pstvene funkcije Ψ_m i Ψ_n , $h V_{nm}$ - je energija emitovanog kvanta. Ako se u stanju m nadje N_m atoma po cm^{-3} optički tanke plazme čija je efektivna emisija dužina l cm, onda je intenzitet spektra lne linije

$$J_{nm} = \frac{1}{4\pi} A_{nm} N_m h V_{nm} l \quad 3.1.1.7.$$

Kombinacijom jednačina 3.1.1.2. i 3.1.1.7. dobije se sledeći izraz

$$J_{nm} = \int_{-\infty}^{\infty} J_{\lambda} d\lambda = \frac{1}{4\pi} N_r h V_{nm} \frac{g_{nm}}{Z_0} e^{-\frac{E_{nm}}{kT_e}} A_{nm} l \quad 3.1.1.8.$$

Uobičajeno je da se jednačina 3.1.1.8. piše u sledećem obliku

$$J_{nm} = \frac{1}{4\pi} N_o \frac{g_m}{Z_0} e^{-\frac{E_m}{kT_e}} A_{nm} l h V_{nm} \quad 3.1.1.9.$$

Takodje, umesto Z_0 moguće je za niže temperature uzeti statističku težinu osnovnog stanja g_0 . Ako se jednačina 3.1.1.9. preuredi tako da na desnoj strani ostanu samo one veličine koje karakterišu jednu spektralnu liniju, onda će se dobiti pogodan oblik za određivanje elektronske temperature merenjem relativnih intenziteta nekoliko spektralnih linijskih spektra emitera istog stepena ionizacije.

$$J^* = \frac{N_o}{Z_0} \frac{g_m A_{nm}}{\lambda_{nm}} e^{-\frac{E_m}{kT_e}} \quad 3.1.1.10.$$

gde je J^* - relativni intenzitet jedne linije. Ako se jednačina 3.1.1.10. napiše u obliku

$$\frac{J^* \lambda_{nm}}{g_m A_{nm}} = \frac{N_o}{Z_0} e^{-\frac{E_m}{kT_e}} \quad 3.1.1.11.$$

i logaritmuje dobije se

$$\log \left[\frac{J^* \lambda_{nm}}{g_m A_{nm}} \right] = \log \left(\frac{N_o}{Z_0} \right) - \frac{E_m}{kT_e} \log e \quad 3.1.1.12.$$

Iz jednačine 3.1.1.12. vidi se da je grafik veličine $\log \left[\frac{J^* \lambda}{g_m A} \right]$ u zavisnosti od energije ekscitacije gornjih nivoa linijskih emitera jednog stepena ionizacije prava linijskih. Koeficijent pravca te prave određuje elektronsku temperaturu

$$tg \alpha = - \frac{\log e}{kT_e} \quad 3.1.1.13.$$

Tačnost ove metode zavisi od razlike energija ekscitacija gornjih nivoa linijskih emitera korišćenih u toku merenja. Takodje tačnost zavisi i od ispunjenosti uslova koji omogućavaju korišćenje LTR.

2.2. ELEKTRONSKA KONCENTRACIJA

Širine spektralnih linija usled Stark-ovog efekta u plazmi proporcionalne su prvom stepenu elektronske koncentracije. Zbog toga je za teorijsko izračunavanje širina spektralnih linija potrebno znati elektronsku koncentraciju u plazmi u kojoj se vrši eksperimentalno merenje Stark-ovih parametara radi poređenja.

Metode za merenje elektronske koncentracije u plazmi mogu se podeliti u dve grupe:

1. Spektroskopske metode, zasnovane na merenju apsolutnih intenziteta linijskog i kontinualnog zračenja iz plazme i Stark-ovog širenja spektralnih linija u plazmi.

2. Interferometrijske metode, bazirane na merenju indeksa prelaska svetlosti na elektronskoj komponenti plazme u toku njenog kreiranja ili nestajanja.

Elektronska koncentracija se može odrediti merenjem apsolutnih intenziteta linija i kontinuuma. Kao i u slučaju merenja elektronske temperature i ovde postoji ograničenja koja ili smanjuju tačnost ili onemogućavaju merenje elektronske gustoće.

Merenjem Stark-ovog širenja spektralnih linija u plazmi može se odredjivati elektronska koncentracija ako se poznaju teorijske vrednosti poluširina. Za takvo merenje elektronskih koncentracija u plazmi najpogodnija je vodonikova H_{β} linija. Uporedjivanjem eksperimentalno dobijenog profila H_{β} linije u datoј plazmi sa teorijskim /10/, /24/, /25/, dobijaju se vrednosti za elektronsku koncentraciju sa tačnošću do 10%. Za ovakvo merenje elektronske koncentracije može se koristiti i H_{α} linija ali je greška veća. Takođe se mogu koristiti i profili helijumovih linija za određivanje elektronske koncentracije u plazmi, samo je tačnost manja u poređenju sa korišćenjem profile H_{β} linije i iznosi do 1%.

U plazmama ostalih elemenata koncentracija se može meriti uvodjenjem vodonika ili helijuma u određenom odnosu i merenjem Stark-ovog profila neke od linija vodonika ili helijuma.

Tačnost merenja se na taj način smanjuje u poređenju sa merenjima u čistoj vodonikovoj odnosno helijumovoj plazmi.

G L A V A IV

OPIS APARATURE

4.1. U V O D

Snimanje profila spektralnih linijs u plazmi realizavano je pomoću aparature koja je šematski prikazana na slici 4.1.1. .

Sastoje od stabilisanog luka kao izvora plazme, sistema sočiva S_1 i S_2 , spektrografa PGS-2, pomoćnog pisača čiji motor služi za ravnomernu promenu talašnih dužina na spektrografu, foto-multiplikatora F, izvora visokog napona za napajanje fotomultiplikatora, pisača, jednog potenciometra sa kondenzatorima na ulazu pisača za podešavanje njegove osetljivosti P.K., jednog konkavnog ogledala C i jednog malog elektromotora na čiju osovinu je pričvršćen svetlosni prekidač S.P..

Na slici 4.1.2. je prikazana oprema za dovodjenje argona i vodonika u stabilisani luk . Sastoje se iz samog stabilisanog luka, bece sa argonom, sistema creva i ventila za razvod gase, manometra, dva floumetra i raspršivača.

Na slici 4.1.3. šematski je prikazano električno napajanje stabilisanog luka, koji se sastoji od ispravljača, balestnog otpora koji je promenjiv, ampermetsra i elektrode za paljenje luka.

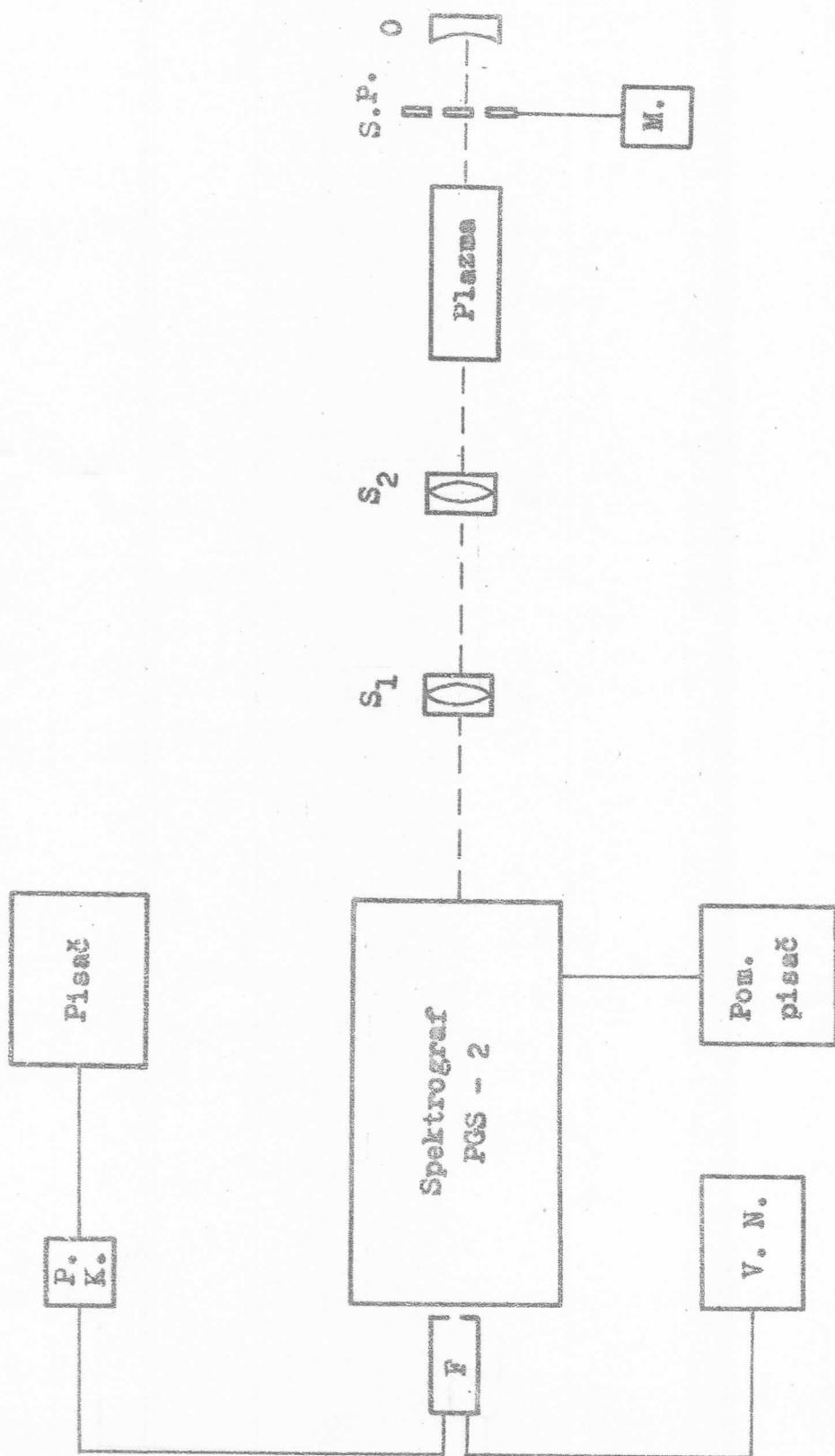
4.2. SISTEM FUNKCIONISANJA CELOKUPNE APARATURE

Svetlost stabilisanog električnog luka tj. plazme preko sistema sočiva pada na razrez spektrograфа, na čijem se izlazu kao detektor nalazi fotomultiplikator. Signal sa fotomultiplikatora se preko veze potenciometra sa dva kondenzatora prenosi na pisač. Kako se na spektrografu ravnomerno menjaju talašne dužine ravnomernim zakretanjem rešetke, može se na pisaču dobiti profil odgovarajuće linije vodonika, argona ili neke druge.

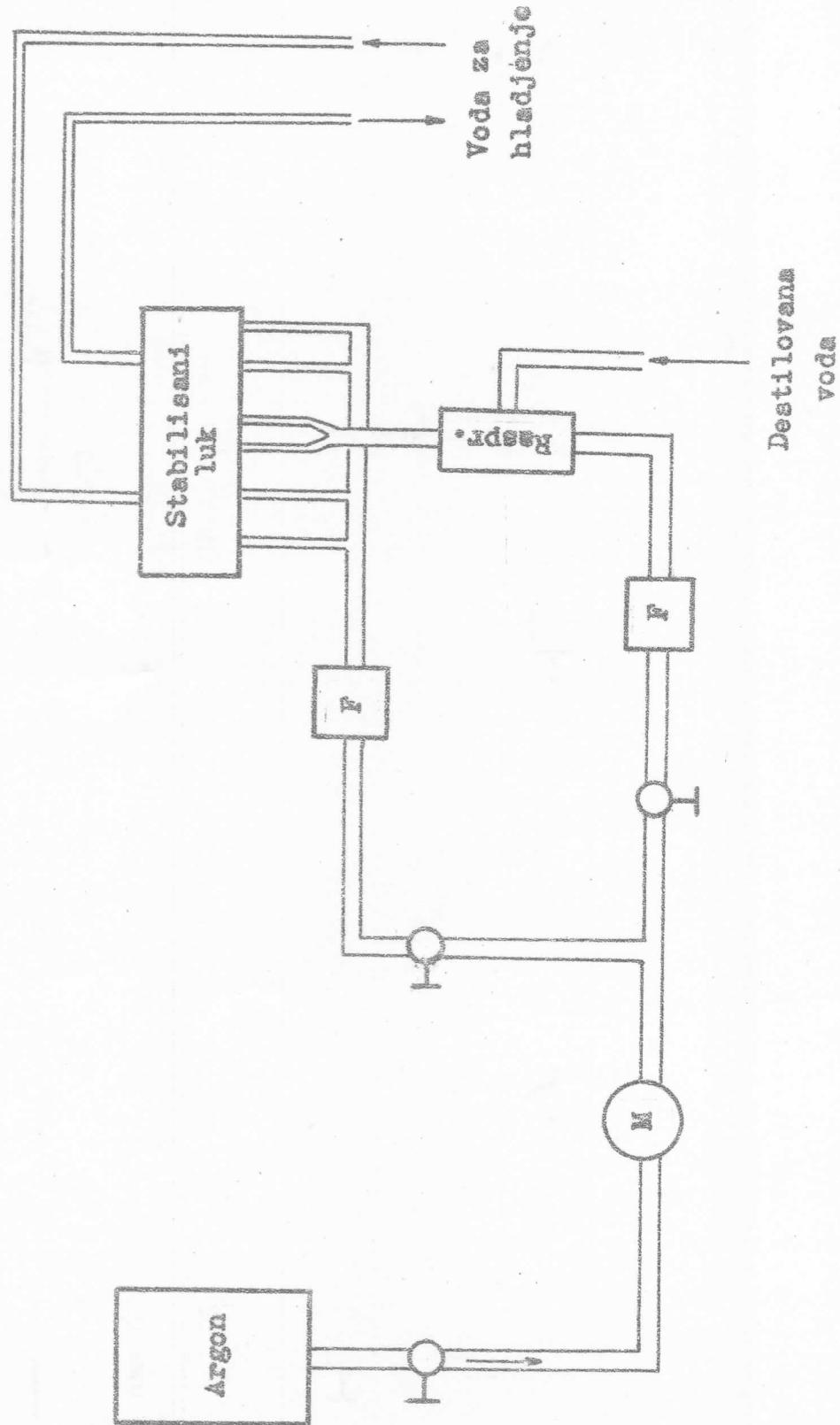
Deo aparature koji se sastoji od jednog konkavnog ogledala i elektromotora sa svetlosnim prekidačem, služi da bi se mogla izvršiti korekcija intenziteta linijs na samoabsorpciju.

Iz ovako snimljenih profila linijs vodonika i argona mogu se posle određenim postupkom odrediti potrebni parametri plazme.

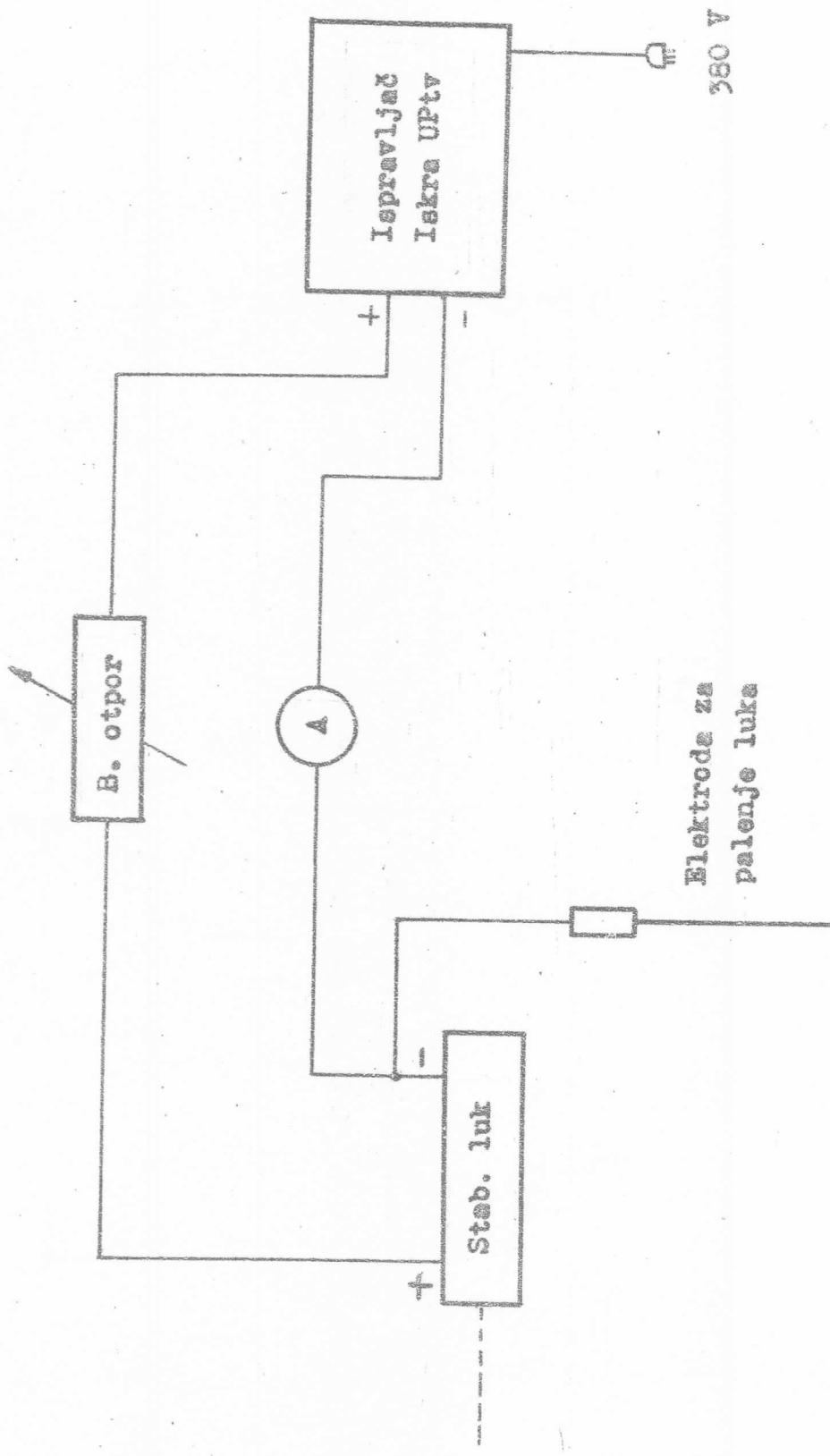
Svaki deo ove aparature biće posebno i detaljnije obradjen.



Sl. 4.1.1. Šematski prikaz aparature za snimanje profile spektralnih linija



S1.4.1.2. Šematski prikaz opreme za gorenje nesjednje



Sl.4.1.3. Šematski prikaz aparature za električno napajanje luke

4.3. IZVOR PLAZME

Kao izvor plazme korišćen je stabilisani električni luk.

Stabilisani luk je izabran zato jer ima niz dobrih osobina kao što su stabilnost tokom rada i reproducibilnost, a osim toga ovaj luk je kontinualan izvor svetlosti.

4.3.1. Stabilisani električni luk

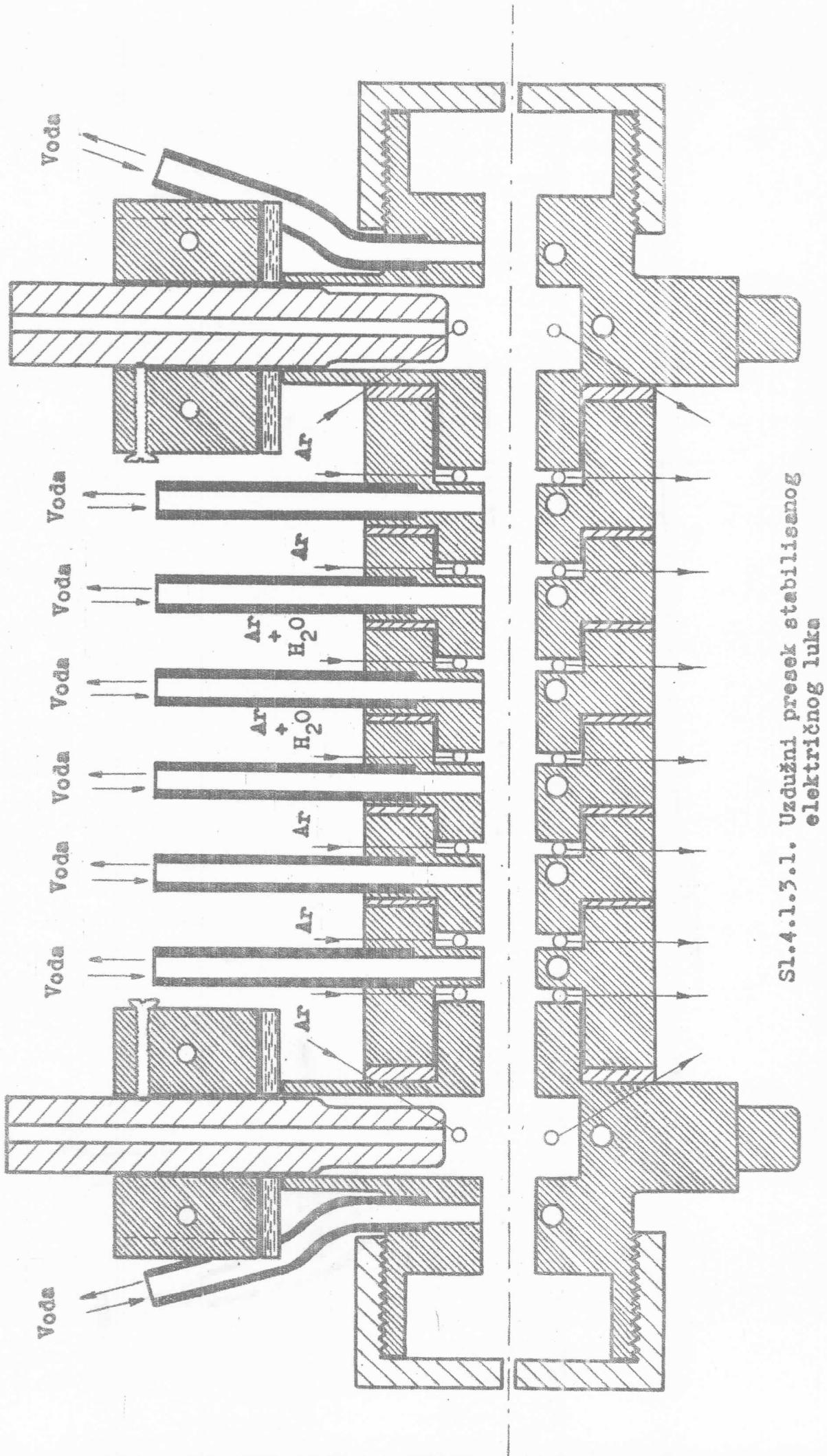
Luk se sastoji od više delova, odnosno segmentata koji su izradjeni od bakra i kao celina čine jedan unutrašnji centralni kanal (slika 4.3.1.1.). Svi segmenti su međusobno izolovani. Na krajinama segmentima se nalaze zaštitne mesingane kape koje u sredini imaju otvor od 1,5 mm, radi uzdužnog spektroskopskog posmatranja svetlosti.

Ugljene elektrode su pričvršćene za držače koji se stavlju na krajeve segmenta, unutar kojih postoji otvor za elektrode. Duž elektrode postoji otvor koji služi pri paljenju luka. Treba još napomenuti da su elektrode nešto izdignute iznad centralnog kanala tako da ne smetaju prilikom uzdužnog spektroskopskog posmatranja.

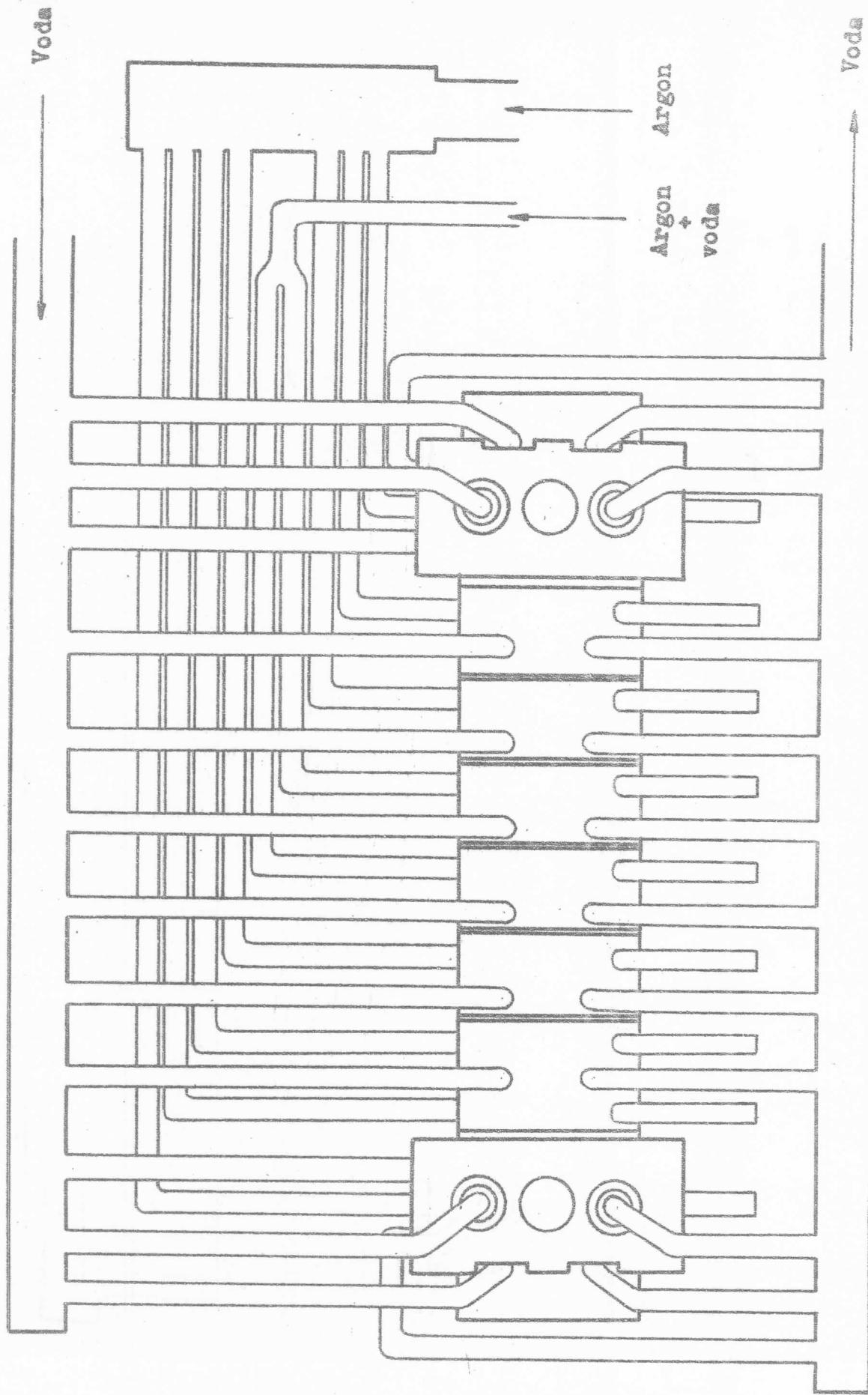
Usvaki segment posebno se dovodi argon koji ispunjava unutrašnji centralni kanal. U dva srednja segmenta ubacuje se argon koji se dovodi preko raspršivača tako da se sobom nosi veoma sitne vodene kapljice koje se u luku usled visoke temperature razlažu na vodonik i kiseonik.

Zbog vrlo visoke temperature segmenti imaju vodeno hlađenje. Sistem gasnog napajanja i vodenog hlađenja segmentata prikazan je na slici 4.3.1.2.

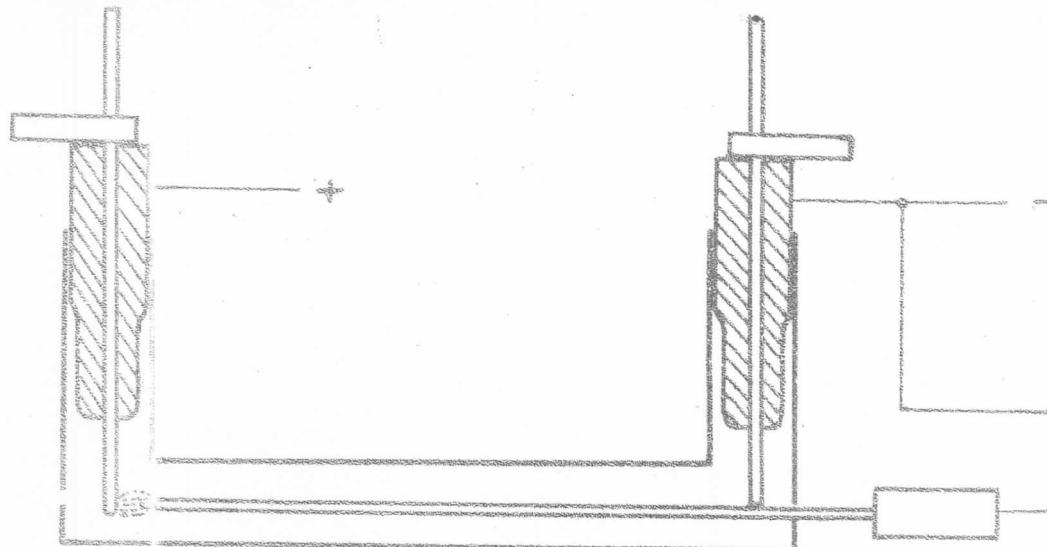
Paljenje luka vrši se na sledeći način. Prvo se kroz otvore na elektrodama pomoću stezaljki spuste tungsten žice koje treba da dopiru do osi centralnog kanala kao što se vidi na slici 4.3.1.3. Zatim se kroz zadnji otvor uvlači pomoćna elektroda koja je vezana za negativni pol. Kada se ovom elektrodom dodirne tungsten žica koja je vezana za pozitivan pol, napravi se kratak spoj i izmedju njih se pojavi luk. Polaganim izvlačenjem pomoćne elektrode koja je takodje od tungsten žice, luk se razvlači do druge tungsten žice. Zatim se pomoćna elektroda izvadi i odvoji od negativnog pola i odstrani. Sada luk gori izmedju tungsten žica.



Sl. 4.1.3.1. Uzdužni presek stabilizirane električnog luka



S1.4.1.3.2. Sistem gasnog napajanja i vodenog hlađenja luka



Sl. 4.3.1.5.

Posle toga se vadi jedna po jedna tungsten žica i na taj način se luk razvuče do elektroda.

4.3.1.1. Optičko poravnavanje luka

Vrlo je važno i optičko poravnavanje tj. centriranje luka. Luk je nacentriran onda kada se osa njegovog centralnog kanala poklapa sa osom koja prolazi kroz rezrez spektrografa. Centriranje se vrši na sledeći način. Sa obadva kraja luka skinu se zaštitne kape i u obe otvora stave okrugle pločice. Ove pločice u sredini imaju otvor od 1 mm tako da je osa luka isto što i prava koja spaja centre ovih otvora od 1 mm. Sada se stavi jedan svetlosni izvor na izlaz spektrografa a luk se postavi na optičku klupu upravljen prema rezrezu spektrografa. Posmeranjem luka on se dovodi u takav položaj da svetlosni zrak koji dolazi od rezresa prolezi kroz obe otvora mesinganih pločica. Na taj način luk je nacentriran. U toj istoj osi morsaju da se nalaze i sočiva koja su postavljena izmedju luka i spektrografa.

Centriranje se može izvršiti i pomoću $H_e - N_e$ lasersa koji se na optičkoj klupi postavi iza luka, ali je prethodno namešten tako da njegov svetlosni snop pada tačno na rezrez spektrografa. Luk se sada posmera tako da laserski snop prolezi kroz obe otvore na pločicama i pada na rezrez spektrografa.

4.3.2. Deo aparature za električno napajanje luka

Na luk se dovodi napon iz ispravljača preko balastnog otpornika i ampermetsra za merenje jačine struje u kolu (slika 4.1.3.). Balastni otpornik je promjenjiv i njegovom promjenom mogu se postići vrednosti struje od 8, 15, 19, i 24 A.

Ispravljač je tipa ISKRA KRAJN UPtv 70 220/20 3 x 380 V 10,3 A 50 Hz a jednosmerni napon je 220 V i jačina struje 20 A.

Balastni otpornik je ručne izrade i napravljen je od otporne žice namotane na šamotnu izolaciju.

Ampermeter je tipa ISKRA BL 12941 i ima opsege merenja od 3, 15 i 60 A.

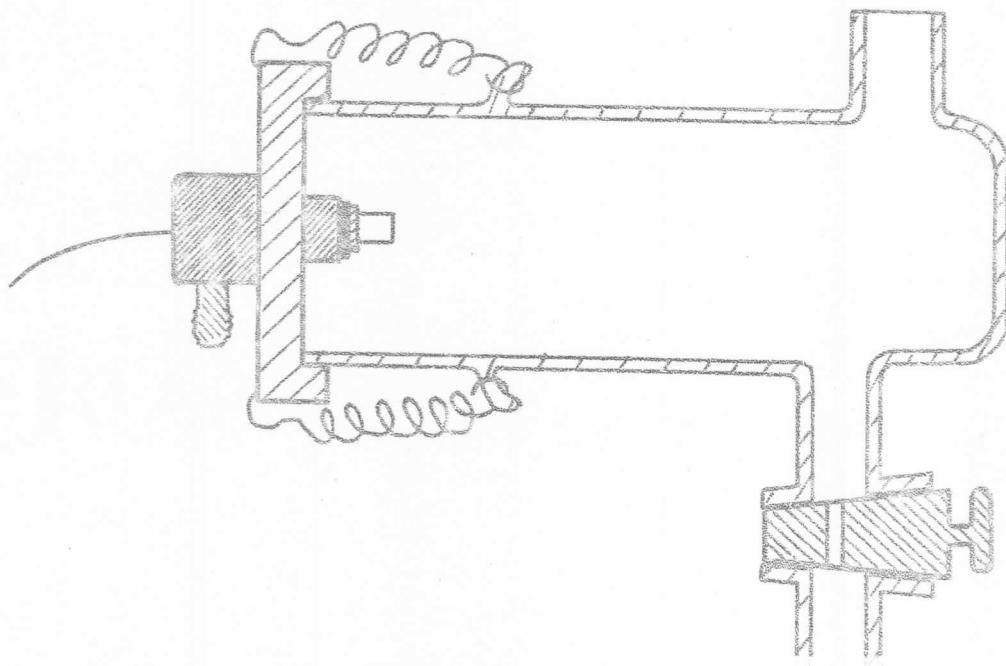
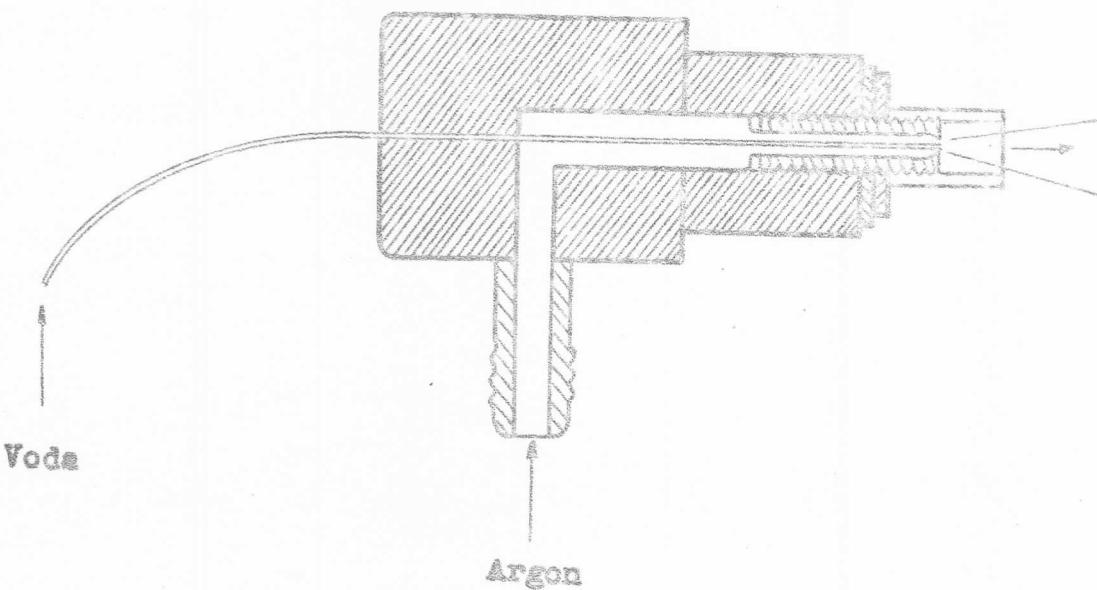
4.3.3. Deo aparature za dovod gasa

Iz boce se preko manometara kojima se kontroliše pritisak u boci, i jedne slavine kroz plastično crevo dovodi argon (sl.4.1.2.) do manometra koji meri pritisak u crevima ($0,3 \text{ kg/cm}^2$). Iz manometra se granaju dva creva. Jedno ide preko floumetra do razvodnika, a odatle u svaki segment luka posebno. Drugo se takođe preko floumetra dovodi do raspršivača, odakle se posle argon zajedno sa sitnim kapljicama vode ubecuje u dva srednja segmenta električnog luka.

Floumetar je tipa TG 300. Konstruisan je tako da su se mogu menjati cevi sa naznačenom skalom u kojima se nalazi plovak. Promenom tih cevi moguće je menjati opseg merenja floumetra od 2 do 600 l/h.

Raspršivač je centralnog tipa. Uzdužni presek raspršivača i način na koji je smešten na stakleni balon prikazani su na slici 4.3.3.1.

Spoljašnji kraj kapilare stavljen je u posudu sa destilovanom vodom. Argon prolazi oko kapilare i za sebe povlači destilovanu vodu kroz kapilaru na čijem se kraju voda raspršiva u vrlo sitne kapljice. Ove kapljice zajedno sa argonom odlaze u centralni deo luka. Jedan deo kapljica udara u zidove staklenog balona i taloži se u odvodnu cev i povremeno se pomoću slavine ispušta napolje.



Sl. 4.3.3.1. Raspršiveč

4.4. SPEKTRALNI APARAT I FOTOELEKTRIČNA DETEKCIJA

4.4.1. Karakteristike spektrografa PGS - 2

U ovom radu korišćen je spektrograf PGS - 2 CARL ZEIS JENA. To je spektrograf sa ravnom rešetkom i služi za analizu u ultraljubičastoj i vidljivoj oblasti.

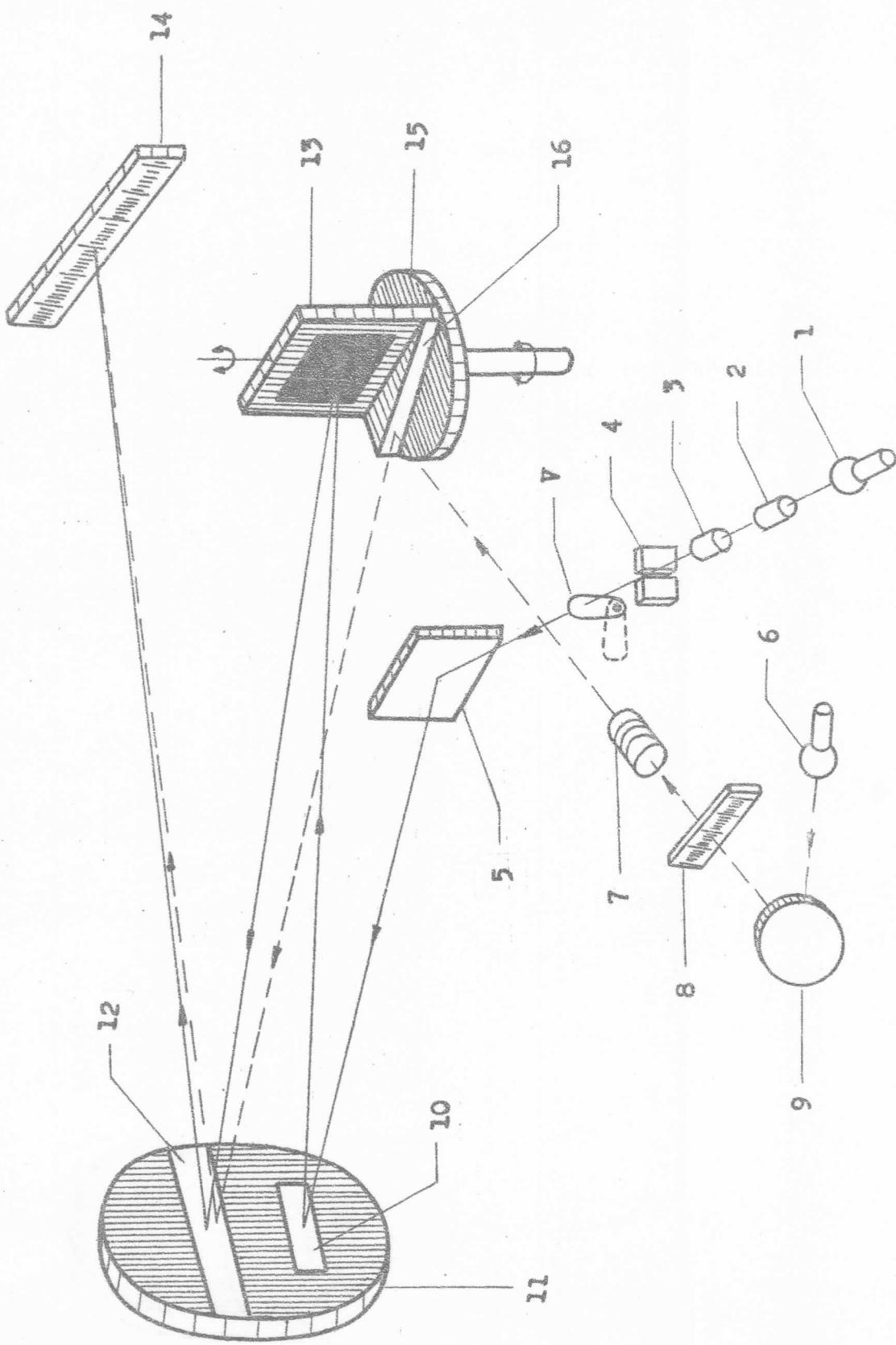
Put zraka unutar spektrografa prikazan je na slici 4.4.1.1.. Na toj slici su brojevima označeni pojedini delovi:

1. Svetlosni izvor
2. sočivo
3. sočivo
4. razrez
5. ogledalo
6. svetlosni izvor za skalu
7. socivo za fokusiranje skale
8. skala
9. ogledalo skale
10. donji deo konkavnog ogledala
11. veliko konkavno ogledalo
12. gornji deo konkavnog ogledala
13. optička rešetka
14. foto ploča
15. nosač rešetke
16. ogledalo za svetlost skale
- V. svetlosni prekidač

Zraci idu kroz razrez (4) preko refleksionog ogledala (5) ka donjem delu velikog konkavnog ogledala (11), bivaju od ovega paralelno usmereni na rešetku (13). Posle difrakcije na refleksionej rešeci dispergovani zrači pogadjaju gornji deo (12) konkavnog ogledala koje opet ujedinjuje paralelne zrake tako da u ravnini ploče (14) iznad rešetke nastaje spektar.

Rešetka je postavljena tako da se radi korišćenja raznih oblasti talasnih dužina može obrnati i jednostavno menjati. To je ravna rešetka sa površinom od sloja aluminijuma i ima 651,5 nareza po milimetru.

Širina razreza se podešava pomoću mikrometarskog zavrtnja, a vrednost jednog podeoka na zavrtnju iznosi 0,001 mm. Najveća širina razreza je 0,3 mm. Razrez se može i zakretati da bi se kompenzovalo zakoševanje spektralnih linija koje nastaje kao posledica okretanja rešetke.



Sl. 4.4.1.1. Put svetlosnih zraka kroz spektrograf Zeiss PGS - 2

Ispred razreza spektrografa postoji dodatak koji sredi tri sistema dijafragmi, trostepeni filter i kondenzorsko sočivo $f = 540 \text{ mm}$.

Kaseta služi da se u nju smesti fotoploča prilikom snimanja. Mogu se upotrebljavati sledeći formati kasete: 9×24 , 9×30 i $6 \times 24 \text{ cm}$. Kasete ima oblast pomeranja od 76 mm. Pomeranje kasete je automatsko i to kontinuirano ili skokovito. Veličina skoka kasete upravlja se prema visini razreza jer se on pre-slikava u ravni fotoploče $1 : 1$. Pomeranje kasete može se vršiti i ručno.

Spektrograf PGS - 2 ima za spektralnu oblast interval od 2000 Å do 7800 Å . Radi lakše orijentacije u snimljenom spektru na fotoploču se može snimiti i skala talasnih dužina.

Da bi se postigla dobra oštRNA linija potrebno je izvršiti fokusiranje spektra. U tabeli 4.4.1.1. date su vrednosti podeoka za podešavanje fokusa u podeoccima doboša TT. Pomoću zakretanja razreza γ može se korigovati naginjanje spektralnih linija koje zavisi od ugla rešetke α , što je takođe dato u tabeli 4.4.1.1.. Utoj tabeli date su i recipročne vrednosti linearnih disperzija $d\lambda/dx$ rešetke u prvom redu D_1 .

4.4.2. Sistem za kvantitativno osvetljavanje razreza

Između spektrografa i izvora plazme nalazi se sistem od dva sočiva za kvantitativno osvetljavanje razreza spektrografa. Ova sočiva takođe moraju biti postavljena u optičku osu koja se nalazi na 185 mm iznad gornje ivice optičke šine.

Sočivo koje se nalazi bliže izvoru plazme je UV ahromat $f = 75,8 \text{ mm}$. Na ovom sočivu nalazi se kvarcno zaštitno staklo sa strane svetlosnog izvora, a osim toga na njemu još postoje dva zavrtinja za fino pomeranje sočiva.

Druge sočivo je ahromat $f = 150 \text{ mm}$. Na ovom sočivu se još nalazi i jedna pločica sa uzanim otvorom kojim se na razrez propušta samo centralni deo svetlosti.

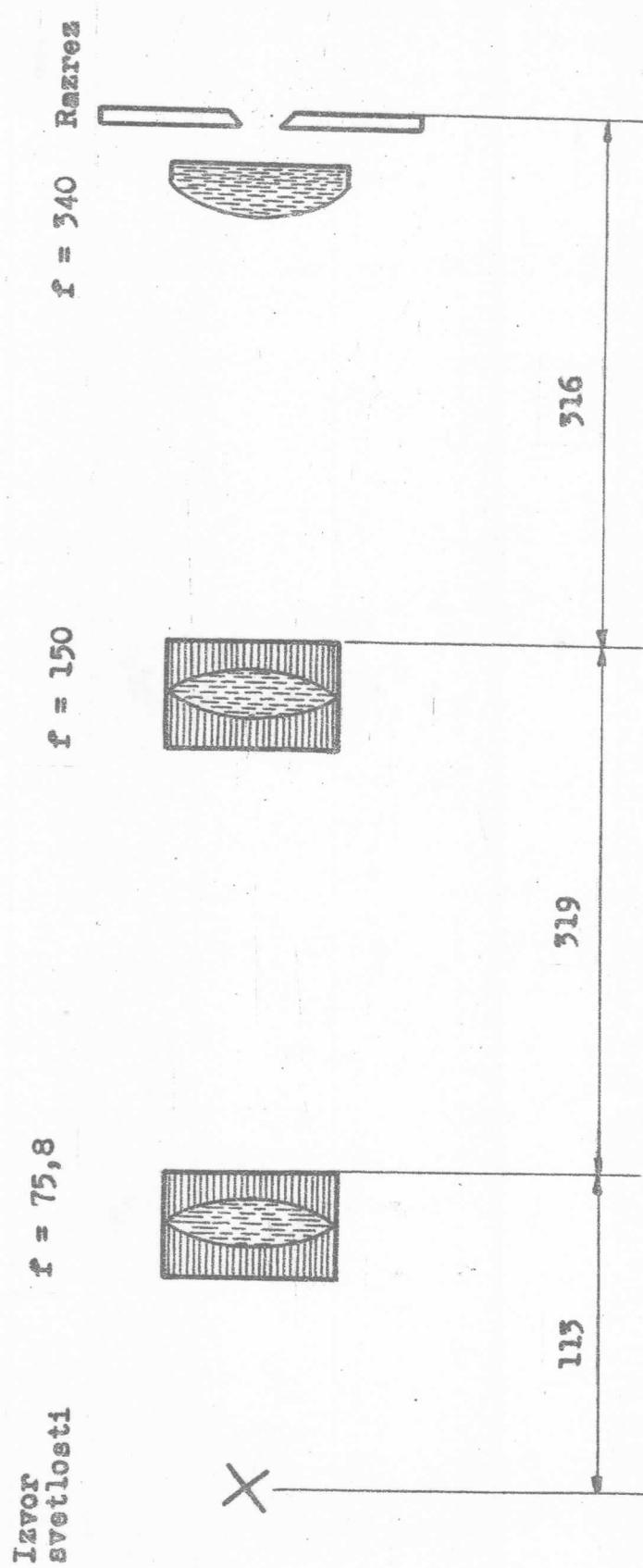
Medjuosobna rastojanja sočiva i rastojanja do izvora svetlosti i do razreza spektrografa data su na slici 4.4.2.1..

4.4.3. Pomoćni pisač

Da bi se na glavnom pisaču mogao dobiti profil određene linije potrebno je ostvariti kontinualnu promenu talasnih dužina

Tabela 4.4.1.1.

Talasna dužina [Å]				Jednostruki prolaz				Dvostruki prolaz			
m=1	m=2	m=3	m=4	α Grad	F TT	ψ TT	D _l A/mm	α Grad	F TT	ψ TT	D _l A/mm
2000				3,74			7,38	-7,69			3,67
200				4,11			7,38	-7,31			3,67
400				4,48		5,1	7,37	-6,92			3,67
600				4,86			7,37	-6,54			3,67
800				5,23	10,3		7,37	-6,16		5,4	3,68
3000				5,61			7,36	-5,78			3,68
200				5,98			7,36	-5,39			3,68
400				6,36			7,35	-5,01			3,68
600				6,74		5,2	7,35	-4,63	8,8		3,69
800				7,11			7,34	-4,24			3,69
4000	2000			7,49			7,33	-3,86			3,69
200	100			7,86			7,33	-3,47			3,69
400	200			8,24			7,32	-3,09			3,69
600	300			8,62			7,31	-2,70			3,69
800	400			9,00			7,31	-2,32			3,70
5000	500			9,37			7,30	-1,93			3,70
200	600			9,75			7,29	-1,54			3,70
400	700			10,13	10,2	5,3	7,28	-1,16		5,6	3,70
600	800			10,51			7,27	-0,77			3,70
800	900			10,89			7,26	-0,38			3,70
6000	3000	2000		11,27			7,25	0,01			3,70
200	100	066		11,65			7,24	0,40			3,70
400	200	133		12,03			7,23	0,79			3,70
600	300	200		12,42			7,22	1,18			3,70
800	400	266		12,80			7,21	1,57			3,70
7000	500	333		13,18			7,20	1,96			3,70
200	600	400		13,57			7,19	2,35			3,70
400	700	466		13,95			7,18	2,74			3,69
600	800	533		14,33			7,17	3,14			3,69
800	900	600		14,72			7,15	3,53			3,69
8000	4000	666	2000	15,11			7,14	3,92			3,69



Sl. 4.4.2.1. Sistem sociva za kvantitativno osvetljavanje rezreza

Što se postiže ravnomernim okretanjem rešetke spektrograфа. U tu svrhu korišćen je motor pisačа G1 B1 CARL ZEIS JENA. Brzine obrtanja mogle su se skokovito menjati na vrednosti 0,004 ; 0,02 ; 0,1 ; 0,12 ; 0,5 ; 0,6 ; 3 i 15 ob/min.

4.4.4. Fotomultiplikator RCA 1P28

Spektrograf PGS - 2 korišćen je za snimanje profila spektralnih linija pomoću dodatka sa fotomultiplikatorom, specijalno konstruisanim za tu svrhu. Taj dodatak se postavlja umesto kasete za fotoploču i on ima svoj razrez ispred fotomultiplikatora. Kada se postavi na spektrograf ravan razreza dcdje u ravan foto-ploče, što znači da na rezrez pada oštta spektralna liniјa.

Fotomultiplikator je tipa RCA 1P28. Radni napon mu je od 800 do 1300 V. Šema električnog kola preko koga se vrši napajanje elektroda data je na slici 4.4.4.1.. Brojevima od 1 do 9 su označene su dinode, 10 je anoda, a 11 katoda. Na slici 4.4.4.2. dat je raspored elektroda unutar balone fotomultiplikatora.

4.4.5. Izvor visokog napona

Korišćen je izvor visokog napona 244 HIGH VOLTAGE SUPPLY KEITHLEU INSTRUMENTS. Ovaj izvor služi za napajanje fotomultiplikatora.

4.4.6. Kalibracija sistema spektrograf - fotomultiplikator

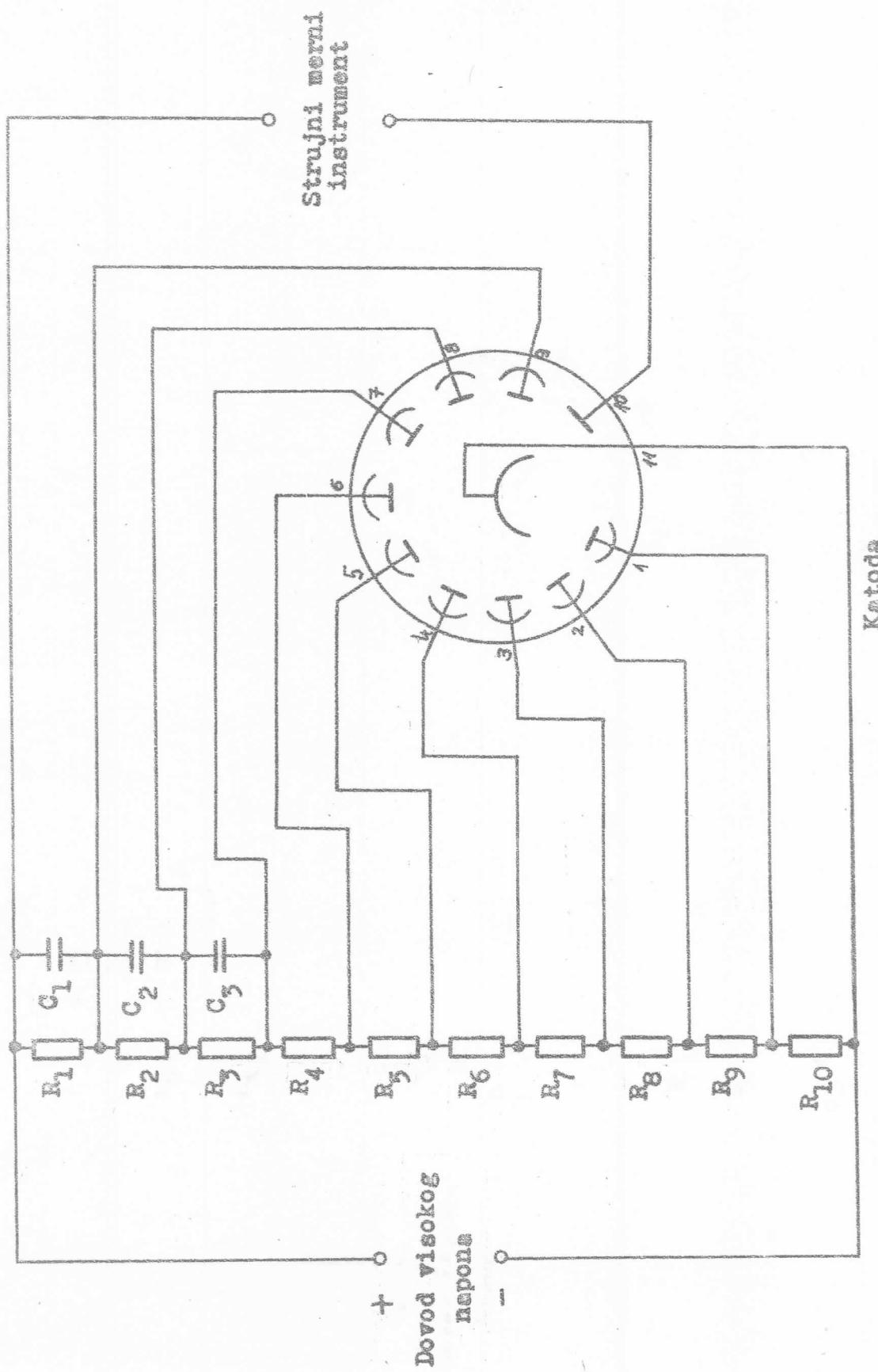
U toku eksperimenta kalibrisana je osetljivost sistema za detekciju koji se sastoji od spektrograфа i fotomultiplikatora, na intenzitet zračenja po talašnim dužinama. Kriva osetljivosti data je na slici 4.4.6.2.

Za kalibraciju je korišćen izvor svetlosti čija je karakteristika data na slici 4.4.6.1.

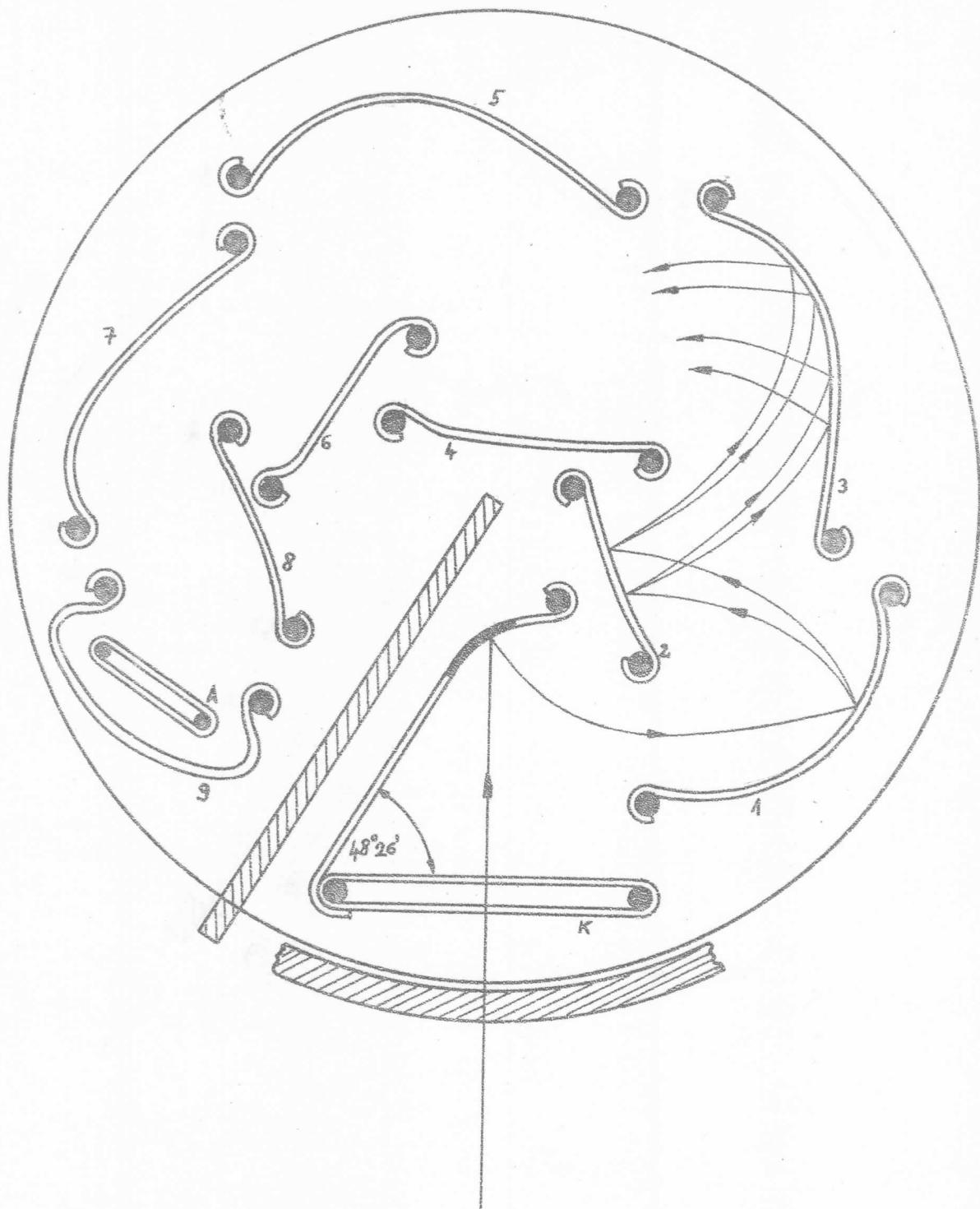
4.5. OSTALI DEO APARATURE

4.5.1. Deo aparature za korekciju intenziteta liniјa

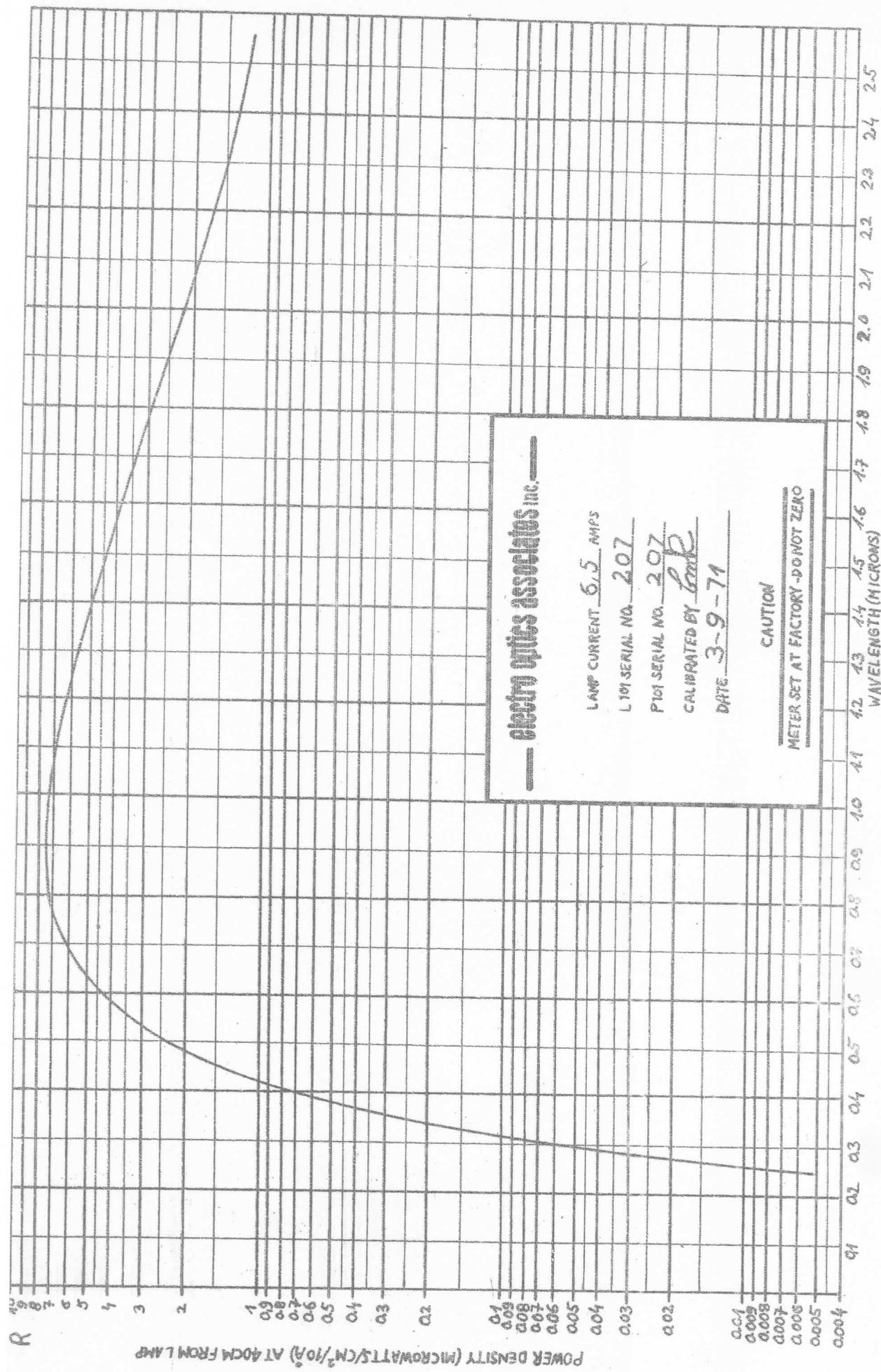
Ovaj deo aparature služi za korekciju intenziteta liniјa na samoabsorpciju. Sastoji se od jednog konkavnog ogledala $r = 10$ cm i elektromotora na čijoj se osovini nalazi svetlošti



Sl. 4.4.4.1. Sena za napajanje fotomultiplikatora RCA 1P28



Sl.4.4.4.2. Raspored elektroda fotomultiplikatora RCA 1P28



S1.4.4.6.1. Karakteristika svetlosnog izvora

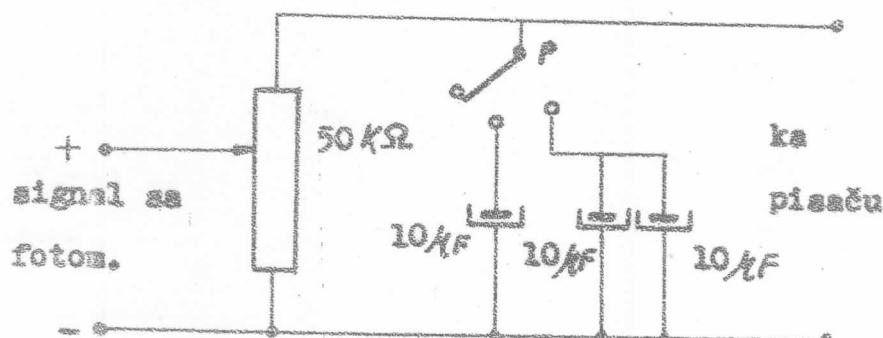


Sl. 4.4.6.2. Kriva osetljivosti sistema spektrograf-rotomultiplikator

prekidač. Ogledalo je postavljeno iz luka tako da reflektuje svetlost nazad kroz luk, dok svetlosni prekidač otvara i zatvara put svetlosti prema ogledalu. Motor koji pokreće svetlosni prekidač je sinhroni motor 110 V 5 W.

4.5.2. Pisač

Pisač prima signal sa fotomultiplikatora preko potencijometra i kondenzatora prikazanih na slici 4.5.2.1.



Sl. 4.5.2.1.

Ova potenciometarska veza služi za regulaciju intenziteta ulaznog signala. Pisač je tipa BECKMAN 10 - 201L.

4.5.3. Fotoploča

Pri snimanju integralnog spektra plazme korišćena je fotoploča ILFORD LONG RANGE 9 x 24 cm čija je spektralna osetljivost od 2300 Å do 7800 Å. Pošto je spektralna oblast dosta široka mora se snimati u tri puta.

4.5.4. Filtri

Pri snimanju argonovih linija korišćeni su neutralni filtri koji propuštaju 3 ; 12 i 50 % ulazne svetlosti.

Pri snimanju spektra gvođja korišćen je takodje jedan filter koji služi da odstrani linije iz drugog reda. Ovaj filter propušta sve talasne dužine iznad 5800 Å.

4.5.5. Gvozdeni luk i aparatura za paljenje luka

Da bi se mogao identifikovati integralni spektar plazme morao se snimiti i spektar gvoždja. U tu svrhu iskorišćen je gvozdeni luk i aparatura za paljenje tipa: Abreißbogenerzeuger ABr3 220 V ~ ; 10 A i 50 Hz ; 220 V - ; 10 A 28 KV CARL ZEIS JENA.

G L A V A V

OBRADA EKSPERIMENTALNIH REZULTATA

5.1. EKSPERIMENTALNI PROFIL LINIJE

5.1.1. Snimanje profila linijsa

Signal koji stiže na pisač sa fotomultiplikatora je ustvari intenzitet svetlosnog izvora, a pošto se vrši kontinualna promena talasnih dužina, pisač crta profil određene spektralne linije. Tako dobijeni profili za H_{α} i H_{β} liniju prikazani su na slikama 5.1.1.1. i 5.1.1.2..

Uslovi pod kojima je izvršeno snimanje profila ovih linija su sledeći:

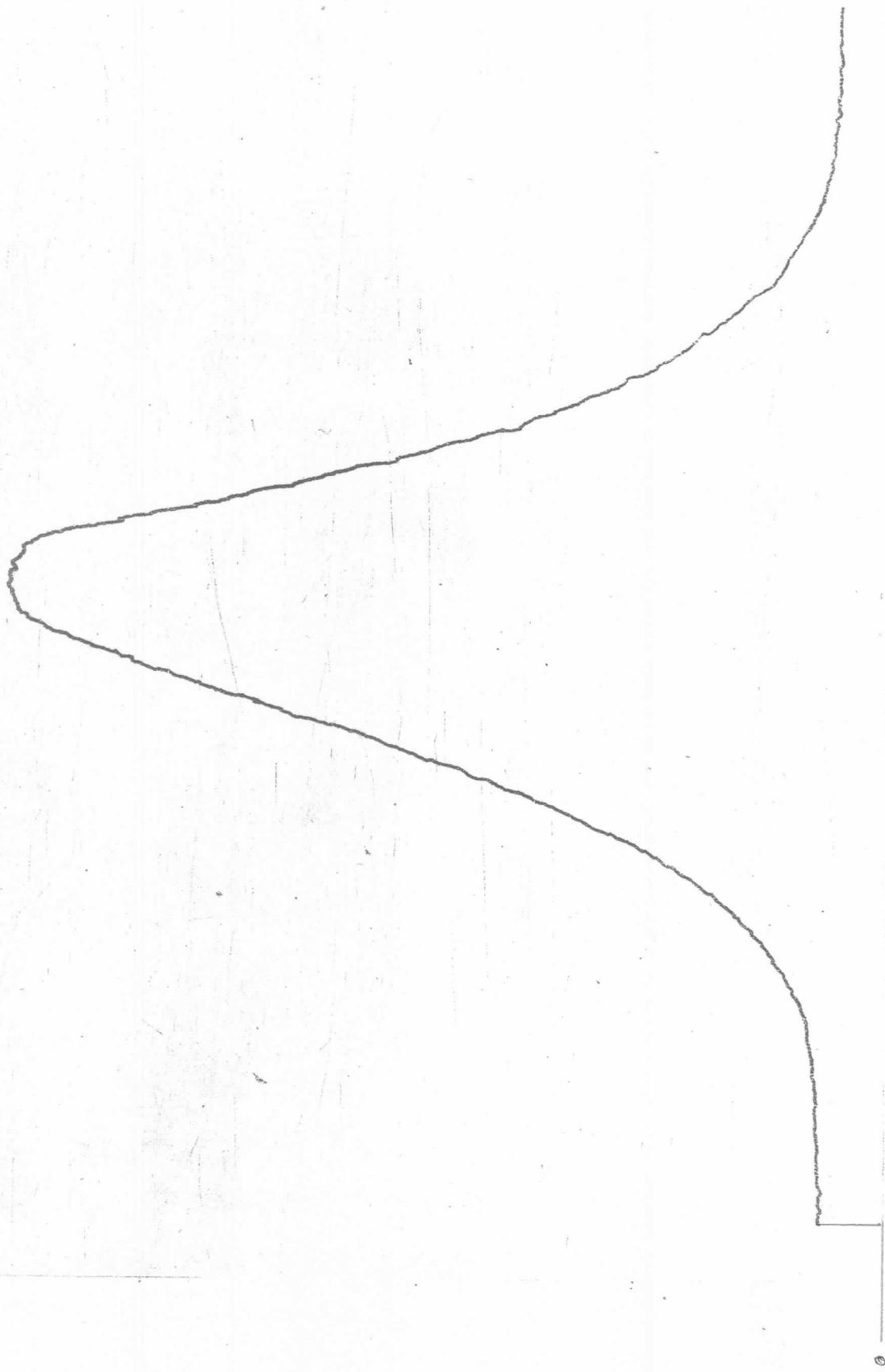
Za H_{α} liniju

- Početak na $\alpha' = 12,33$
- $\gamma = 5,8 \quad F = 0$
- ulazni razrez 10μ
- izlazni razrez 10μ
- napon fotomultiplikatora 860 V
- brzina obrtanja doboša za promenu talasnih dužina (α') $0,05 \text{ ob/min}$
- brzina poseranja papira na pisaču 10 inch/min
- glavni protok argona 100 l/h
- protok argona preko raspršivača 80 l/h
- snimanja H_{α} linije su izvršena na strujama od $8 ; 14,8 ; 19,2$ i $24,2 \text{ A}$, pa prema tome i na različitim temperaturama i koncentracijama.

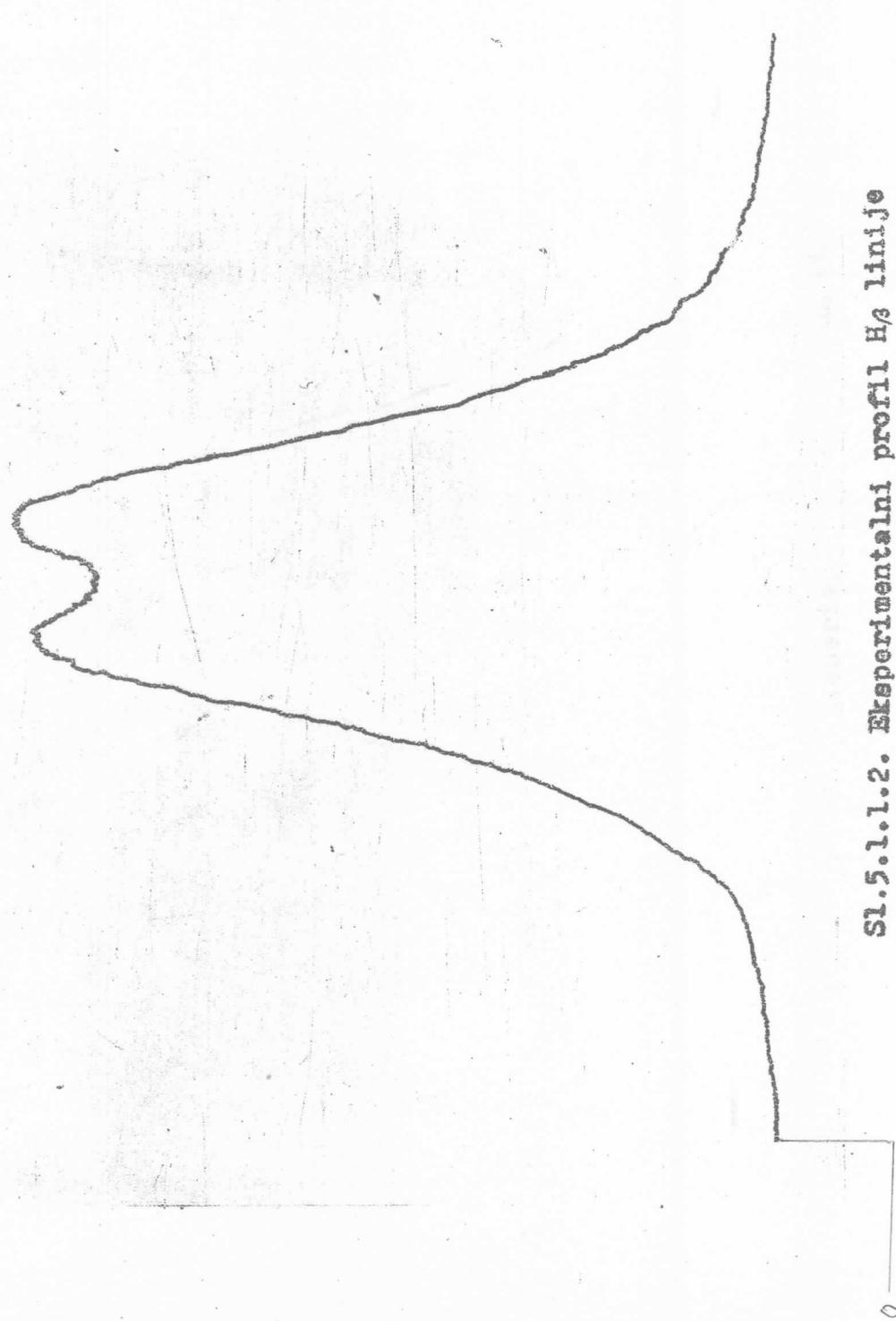
Za H_{β} liniju

- Početak na $\alpha' = 9$
- $\gamma = 5,8 \quad F = 0$
- ulazni razrez 10μ
- izlazni razrez 10μ
- napon fotomultiplikatora 860 V
- brzina obrtanja doboša za promenu talasnih dužina (α') $0,1 \text{ ob/min}$
- brzina poseranja papira na pisaču 10 inch/min

Sl. 5.1.1.1. Eksperimentalni profil H_e linije



Sl. 5.1.1.2. Eksperimentalni profil Ha linije



- glavni protok argona 100 l/h
- protok argona preko raspršivača 80 l/h
- snimanja H_{α} linije su izvršena na strujama od 7,7 ; 14,8 ; 19,2 i 24,2 A.

Sa profila H_{α} i H_{β} linija koje su prikazane na slike 5.1.1.1. i 5.1.1.2. nemože se odrediti da li su i koliko apsorbovane te linije. Zbog toga se vrši snimanje sa jednim konkavnim ogledalom postavljenim iza luka, a izmedju njih se okreće svetlosni prekidač koji čas zaklanja a čas otvara put svetlosnim zracima prema ogledalu i nazad. Na taj način se odjednom vrši snimanje sa i bez ogledala H_{α} i H_{β} linije čiji su profili dobijeni na ovakav način snimanja prikazani na slikama 5.1.1.3. i 5.1.1.4..

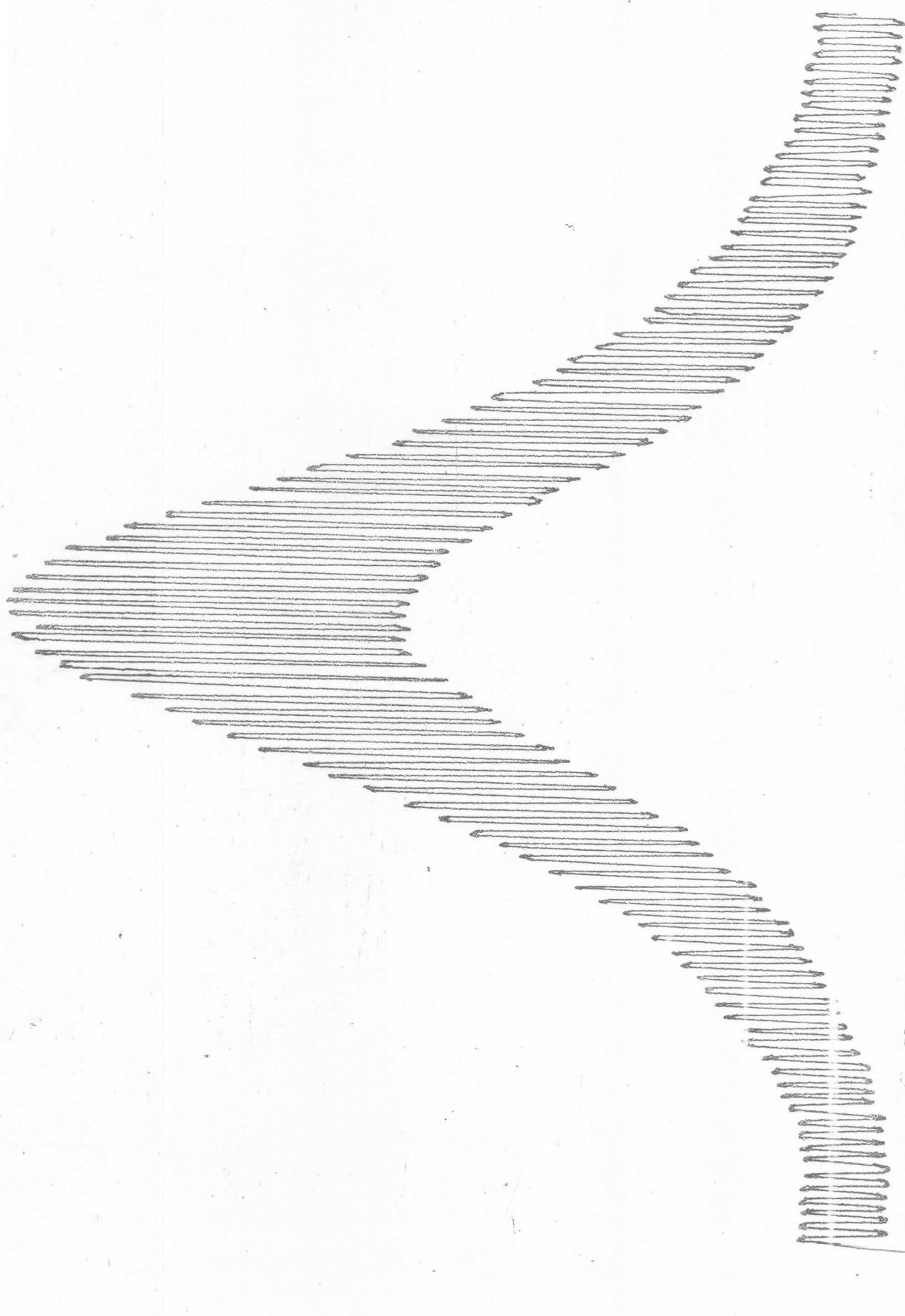
Rečun je pokazao da nijedna od snimljenih H_{α} i H_{β} linija nije apsorbovana, međutim morala se izvršiti korekcija na spektralnu osjetljivost sistema za snimanje.

Ako se povuče vertikalna crta od H_{α} ili H_{β} linije one će biti podeljene na levu i desnu stranu, odnosno na plavo i crveno krilo. Plavo krilo je okrenuto prema kraćim talasnim dužinama, a crveno prema većim talasnim dužinama. Ova dva krila nisu simetrična.

Naravno u profil spektralne linije spada onaj deo iznad kontinuma, što će biti obradjeno kasnije.

Eksperimentalno dobijeni profili H_{α} i H_{β} linija snimanih na različitim strujama prikazani su kao intenzitet u funkciji talasne dužine u tabelama 5.1.1.1., 5.1.1.2., 5.1.1.3., 5.1.1.4., 5.1.1.5., 5.1.1.6., 5.1.1.7. i 5.1.1.8.

Sl. 5.1.1.3. Eksperimentalni profil H_u linje animen sa i bez ogledala



Sl. 5.1.1.4 * Eksperimentalni profil Hg linije snimljen sa 1 bez ogledala

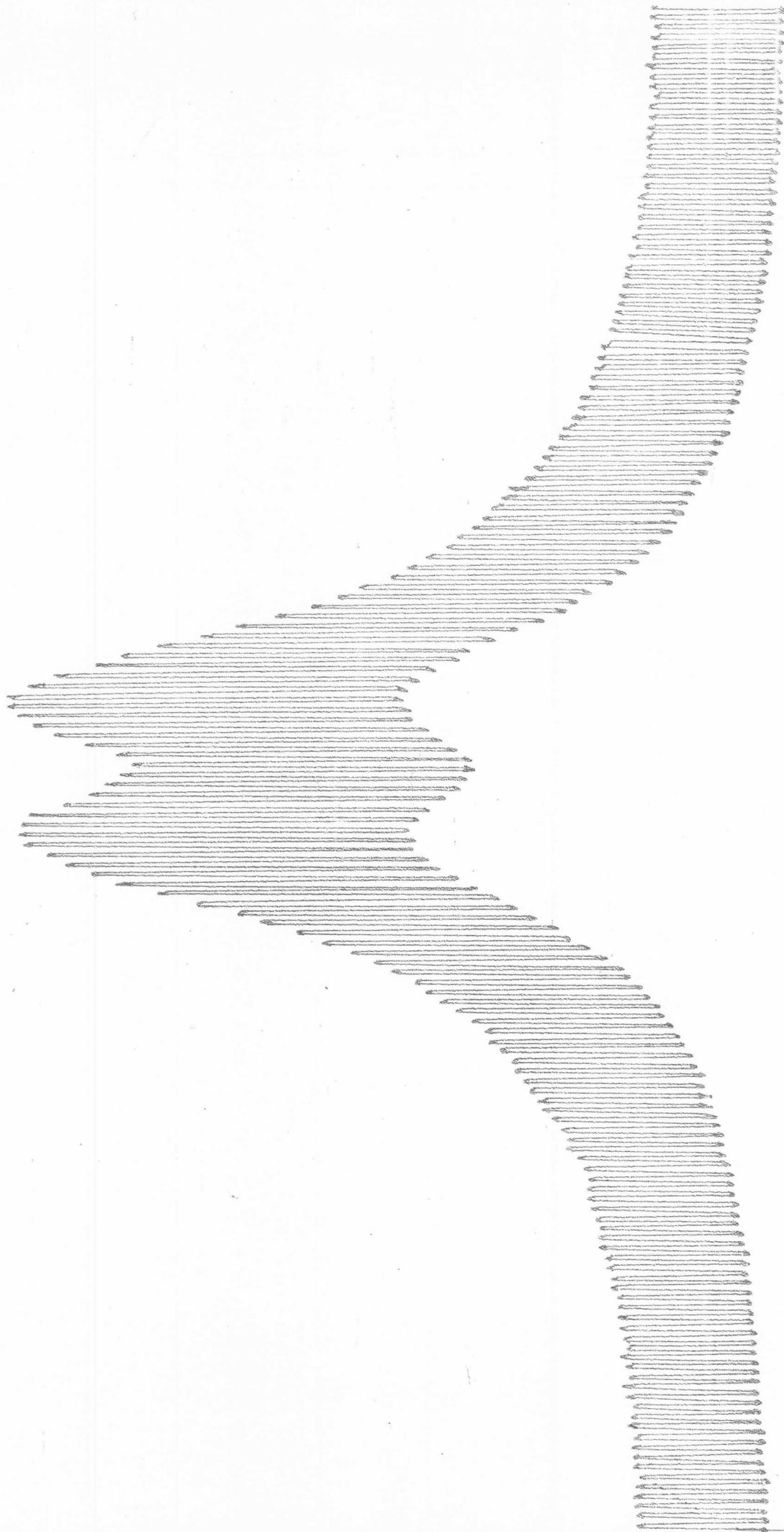


Tabela 5.1.1.1.

$H_{\alpha} \quad \lambda = 6562,81 \text{ [\AA]}$		$J = 24,2 \text{ [\AA]}$	
Plavo krilo		Crveno krilo	
$\Delta\lambda \text{ [\AA]}$	I [rel]	$\Delta\lambda \text{ [\AA]}$	I [rel]
0,00	66,0	0,00	66,0
0,0505	65,8	0,252	65,9
0,152	65,1	0,255	65,3
0,253	64,5	0,455	64,0
0,455	62,3	0,654	61,0
0,654	60,0	0,858	58,0
0,858	57,2	1,01	54,3
1,01	54,0	1,26	51,0
1,26	50,0	1,46	47,5
1,46	47,0	1,665	44,5
1,665	43,0	1,87	41,7
1,87	40,0	2,07	38,2
2,07	37,0	2,27	35,3
2,27	34,0	2,47	32,6
2,47	31,8	2,675	30,0
2,675	29,4	2,88	28,0
2,88	27,5	3,08	26,0
3,08	26,0	3,28	24,0
3,28	24,2	3,49	22,5
3,49	22,8	3,79	21,0
3,79	21,5	3,89	20,0
3,89	20,0	4,09	19,0
4,09	18,0	4,29	17,0
4,29	17,0		

Tabela 5.1.1.2.

H_{α} $\lambda = 6562,81 \text{ [\AA]}$		$J = 19,2 \text{ [\AA]}$	
Plavo krilo		Crveno krilo	
$\Delta \lambda \text{ [\AA]}$	I [rel]	$\Delta \lambda \text{ [\AA]}$	I [rel]
0,00	58,0	0,00	58,0
0,152	57,6	0,152	57,7
0,253	57,0	0,253	57,0
0,455	55,3	0,455	55,2
0,654	53,0	0,654	52,5
0,858	49,0	0,858	49,0
1,01	45,0	1,01	45,0
1,26	41,0	1,26	41,0
1,46	37,0	1,46	37,0
1,665	34,0	1,665	34,0
1,87	30,7	1,87	30,8
2,07	27,5	2,07	28,0
2,27	25,0	2,27	25,2
2,47	22,8	2,47	23,1
2,675	20,9	2,675	21,0
2,88	19,0	2,88	19,8
3,08	17,5	3,08	18,2
3,28	16,3	3,28	17,0
3,49	15,2	3,49	16,0
3,79	14,5	3,79	15,2

Tabela 5.1.1.3.

H_{α} $\lambda = 6562,81 \text{ [\AA]}$		$J = 14,8 \text{ [\AA]}$	
Plavo krilo		Crveno krilo	
$\Delta \lambda \text{ [\AA]}$	I [rel]	$\Delta \lambda \text{ [\AA]}$	I [rel]
0,00	52,5	0,00	52,5
0,152	51,7	0,0505	52,2
0,253	51,0	0,152	51,7
0,455	48,5	0,253	51,0
0,654	45,4	0,455	49,2
0,858	41,5	0,654	45,1
1,01	37,0	0,858	41,0
1,26	33,0	1,01	37,0
1,46	29,0	1,26	33,2
1,665	26,0	1,46	30,0
1,87	22,8	1,665	27,9
2,07	20,0	1,87	24,0
2,27	18,0	2,07	21,3
2,47	16,0	2,27	19,0
2,675	14,5	2,47	17,2
2,88	13,0	2,675	15,7
3,08	12,0	2,88	14,1
3,28	11,0	3,08	13,0
3,49	10,2	3,28	12,0

Tabela 5.1.1.4.

H_{α} $\lambda = 6562,81 \text{ [\AA]}$		$J = 8 \text{ [\AA]}$	
Plavo krilo		Crveno krilo	
$\Delta\lambda \text{ [\AA]}$	I [rel]	$\Delta\lambda \text{ [\AA]}$	I [rel]
0,00	31,2	0,00	31,2
0,202	30,8	0,202	30,7
0,404	29,2	0,404	29,0
0,606	27,0	0,606	26,5
0,808	25,0	0,808	23,2
1,01	19,0	1,01	20,0
1,21	16,3	1,21	17,0
1,415	13,9	1,415	14,7
1,618	11,6	1,618	12,2
1,819	11,0	1,819	11,6
2,02	9,3	2,02	10,0
2,22	8,5	2,22	8,7
2,425	7,5	2,425	7,8
2,625	6,5	2,625	7,0
2,83	6,4	2,83	6,3
3,03	6,2	3,03	6,0

Tabela 5.1.1.5.

$H_{\beta} \lambda = 4861,33 [\text{\AA}]$		$J = 24,2 [\text{\AA}]$	
Plavo krilo		Crveno krilo	
$\Delta \lambda [\text{\AA}]$	I [rel]	$\Delta \lambda [\text{\AA}]$	I [rel]
0,00	52,2	0,00	52,2
0,524	53,0	0,524	53,0
1,05	54,0	1,05	53,9
2,10	57,0	2,10	56,3
3,15	59,0	3,15	58,5
3,67	59,3	3,67	58,7
4,20	58,8	4,20	58,0
5,24	56,0	5,24	56,5
6,30	51,5	6,30	52,0
7,35	47,5	7,35	48,0
8,40	43,0	8,40	44,0
9,98	39,0	9,98	40,5
10,50	36,5	10,50	38,0
11,55	34,0	11,55	35,5
12,60	32,0	12,60	33,5
13,65	30,5	13,65	31,7
15,20	29,5	15,20	30,0
15,75	28,0	15,75	28,8
16,80	27,0	16,80	27,6
17,85	26,4	17,85	26,7
18,90	25,5	18,90	26,0
19,90	24,8	19,90	25,3
21,00	24,0	21,00	24,8
22,00	23,3	22,00	24,2
23,10	23,0	23,10	23,8
24,15	22,3	24,15	23,2
25,20	21,8	25,20	22,9
26,25	21,4	26,25	22,5
27,25	21,0	27,25	22,1
28,30	20,9	28,30	21,9
29,40	20,7	29,40	21,5
30,40	20,5	30,40	21,2
31,50	20,3	31,50	21,0
32,50	20,1	32,50	20,9
33,60	20,0	33,60	20,8
34,65	20,0	34,65	20,7
35,70	19,9	35,70	20,7

Tabela 5.1.1.6.

65

$H\beta \lambda = 4861,33 \text{ [Å]}$		$J = 19,2 \text{ [Å]}$	
Plavo krilo		Crveno krilo	
$\Delta\lambda [\text{Å}]$	I [rel]	$\Delta\lambda [\text{Å}]$	I [rel]
0,00	47,2	0,00	47,2
0,262	47,4	0,262	48,0
0,788	49,2	0,788	49,0
1,84	53,5	1,84	51,4
2,88	54,2	2,37	52,5
3,94	53,0	2,88	53,2
4,98	48,3	3,41	53,0
6,04	45,0	4,46	50,0
7,10	38,0	5,50	45,0
8,14	34,0	6,56	40,9
9,20	30,5	7,61	37,0
10,45	28,0	8,66	33,5
11,30	25,5	9,70	30,4
12,90	23,5	10,78	28,0
13,40	22,3	11,80	26,0
14,45	21,2	12,86	24,0
15,50	20,4	13,90	22,4
16,55	19,5	15,00	21,0
18,10	18,8	16,00	20,0
18,70	18,4	17,07	19,2
19,70	18,0	18,10	18,8
20,75	17,6	19,20	18,3
21,75	17,2	20,20	18,0
23,40	16,9	21,25	17,4
24,80	16,6	22,30	17,0
25,00	16,3	23,40	16,7
26,00	16,1	24,40	16,4
27,10	15,8	25,50	16,2
28,20	15,5	26,60	16,0
29,20	15,2	27,60	15,8
30,20	15,1	28,70	15,7
31,25	15,0	29,70	15,6
32,30	15,0	30,75	15,5
33,30	15,0	31,20	15,4
34,40	15,0	32,80	15,3

Tabela 5.1.1.7.

66

H_{β} $\lambda = 4861,33 \text{ [\AA]}$		$J = 14,8 \text{ [\AA]}$	
Plavo krilo		Crveno krilo	
$\Delta\lambda$ [\AA]	I [rel]	$\Delta\lambda$ [\AA]	I [rel]
0,00	49,2	0,00	49,2
0,262	49,4	0,262	50,0
0,788	51,0	0,788	52,0
1,84	54,3	1,84	54,9
2,37	55,6	2,37	55,5
2,88	56,5	2,88	54,0
3,41	55,0	3,41	52,0
4,46	47,0	4,46	44,5
5,50	39,5	5,50	38,0
6,56	33,5	6,56	33,0
7,61	28,0	7,61	29,0
8,66	25,0	8,66	26,0
9,70	22,0	9,70	23,0
10,78	20,0	10,78	21,0
11,80	18,8	11,80	19,3
12,86	17,5	12,86	18,0
13,90	16,8	13,90	17,0
15,00	16,0	15,00	16,3
16,00	15,2	16,00	15,8
17,07	14,8	17,07	15,2
18,10	14,2	18,10	14,8
19,20	14,0	19,20	14,5
20,20	13,9	20,20	14,0
21,25	13,5	21,25	13,8
22,30	13,2	22,30	13,4
23,40	13,0	23,40	13,2
24,40	12,9	24,40	13,0
25,50	12,8	25,50	12,9
26,60	12,7	26,60	12,8
27,60	12,6	27,60	12,7
28,70	12,5	28,70	12,6
29,70	12,4	29,70	12,5
30,75	12,4	30,75	12,5

Tabela 5.1.1.8.

$H_3 \lambda = 4861,33 \text{ [\AA]}$		$J = 7,7 \text{ [\AA]}$	
Plavo krilo		Crveno krilo	
$\Delta\lambda \text{ [\AA]}$	I [rel]	$\Delta\lambda \text{ [\AA]}$	I [rel]
0,00	45,8	0,00	45,8
0,524	49,3	0,524	49,0
1,05	51,0	1,05	51,3
1,575	52,2	1,575	52,2
2,10	50,5	2,10	50,0
3,15	40,0	3,15	40,0
4,20	30,0	4,20	35,0
5,24	22,0	5,24	26,5
6,30	17,8	6,30	21,0
7,35	15,0	7,35	17,7
8,40	13,2	8,40	15,3
9,98	12,1	9,98	13,0
10,50	11,0	10,50	12,0
11,55	10,3	11,55	11,2
12,60	9,9	12,60	10,7
13,65	9,2	13,65	10,1
15,20	9,0	15,20	9,7
15,75	8,9	15,75	9,5
16,80	8,7	16,80	9,2
17,85	8,5	17,85	9,0
18,90	8,3	18,90	8,9
19,90	8,2	19,90	8,7
21,00	8,1	21,00	8,6
22,00	8,0	22,00	8,4
23,10	7,9	23,10	8,2
24,15	7,8	24,15	8,1
25,20	7,8	25,20	8,0
26,25	7,8	26,25	8,0
27,25	7,8	27,25	7,9
28,30	7,8	28,30	7,9

5.1.2. Korekcija profila linija na samoapsorpciju

Profil linije dobijen eksperimentalnim putem može biti različit od pravog profila linije u izvoru, ne samo zbog instrumentalnog širenja, već i usled samoapsorpcije zračenja u plazmi.

Intenzitet I_λ koji emituje homogena plazma dužine ℓ za slučaj LTR, dat je izrazom

$$I_\lambda = B_{\lambda,T} [1 - e^{-k_\lambda \ell}] \quad 5.1.2.1.$$

gde je $B_{\lambda,T}$ - Plankova funkcija, a k_λ - koeficijent apsorpcije, koji je sa koeficijentom emisije E_λ povezan relacijom

$$E_\lambda = k_\lambda B_{\lambda,T} \quad 5.1.2.2.$$

Ako je apsorpcija slaba u opsegu talasnih dužina koji obuhvata celu liniju tako da je

$$k_\lambda \ell \ll 1$$

za svako λ iz tog opsega, onda se jednačina 5.1.2.1. razvijanjem u red i zanemarivanjem članova višeg reda može svesti na

$$I_\lambda \approx B_{\lambda,T} k_\lambda \ell \quad 5.1.2.3.$$

Pošto je $B_{\lambda,T}$ konstantno u oblasti koju obuhvata profil linije, iz jednačine 5.1.2.3. sledi da je plazma optički tanka za zračenje odgovarajuće talasne dužine, ako je intenzitet u profilu linije proporcionalan apsorpcionom koeficijentu. Ovaj uslov se mora proveriti u svakom konkretnom slučaju pri merenju i analizi profila linije.

Drugi ekstremen slučaj bio bi kada je

$$k_\lambda \ell \gg 1$$

kada se jednačina 5.1.2.1. može svesti na oblik

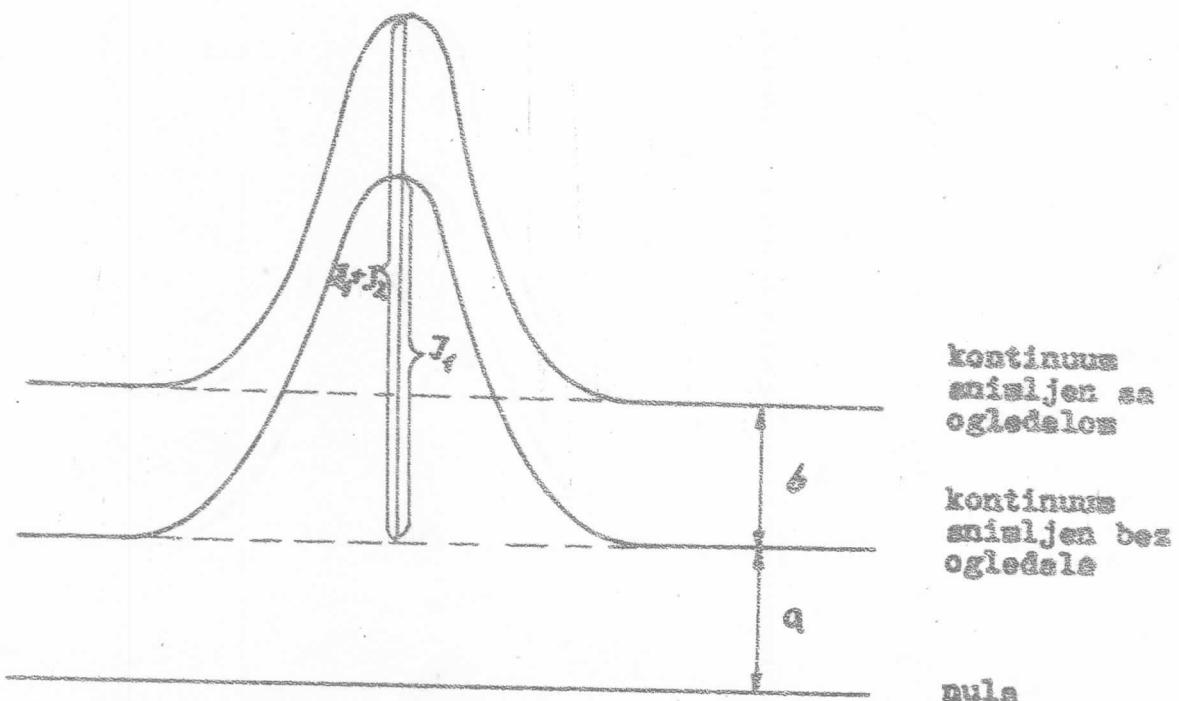
$$I_\lambda = B_{\lambda,T} \quad 5.1.2.4.$$

što znači da je I_λ jednako intenzitetu koji emituje crno telo na temperaturi T , i linija gubi svoj karakterističan oblik. Pošto apsorpcioni koeficijent ima maksimalnu vrednost u centru linije, profil će najviše biti deformisan u centru i u blizini centra linije.

Ako proizvod $k_\lambda \cdot l$ nije suviše velik tj. ako je
 $k_\lambda \cdot l \leq 1$

onda se profil linije za slučaj optički tanke plazme može dobiti korekcijom na samoapsorpciju. Ta korekcija se zasniva na tome da u kontinuumu nema apsorpcije, pa se na određeni način vrši uporedjivanje intenziteta kontinuuma sa intenzitetom linijske svrhu iza stabilisanog luka postavljeno je konkavno ogledalo koje vraća oko 80% svetlosti nazad kroz luk prema razrezu spektrografa.

Između luka i ogledala obrće se svetlosni prekidač koji omogućuje istovremeno snimanje sa i bez ogledala što je potrebno radi uporedjivanja. Ako naprimjer intenzitet kontinuuma poraste za 80% sa ogledalom, a isto toliko i intenzitet linije u centru, tada linija nije apsorbovana, međutim ako je pojačanje u centru manje od 80% linija je apsorbovana. Zbog toga je potrebno izračunati da li je i koliko linija apsorbovana, što se vrši tačku po tačku duž cele linije. Sa tako dobijenim vrednostima moguće je nacrtati stvarni profil linije. Takvo izračunavanje izvršeno je na sledeći način. Na slici 5.1.2.1. prikazan je profil spektralne linije snimljen istovremeno sa i bez ogledala.



Sl. 5.1.2.1.

Sa J_1 označen je intenzitet linije snimljen bez ogledala, a sa $J_1 + J_2$ označen je intenzitet linije snimljene sa ogledalom. Sa α označeno je rastojanje od nule do kontinuuma snimljenog bez ogledala, a δ je rastojanje između kontinuuma snimljenim sa i bez ogledala. Nula se određuje tako što se zakloni rezrez spektrografa i pusti da pisač povuče liniju koja predstavlja nulu.

Sada se postave odnosi

$$\frac{a+b}{a} = X \quad 5.1.2.5.$$

$$\frac{J_1+J_2}{J_1} = Y \quad 5.1.2.6.$$

gde je $x \geq y$. Znak jednakosti važi u slučaju kada linija nije apsorbovana. Sa I_1 označen je prvi intenzitet linije tj. onaj koji bi bio da nema apsorpcije, snimljen bez ogledala, a sa I_2 prvi intenzitet koji se vrati od ogledala bez apsorpcije. Prema tome sledi da je

$$I_1 = J_1 + \Delta J_1 \quad 5.1.2.7.$$

$$I_2 = J_2 + \Delta J_2 \quad 5.1.2.8.$$

gde su ΔJ_1 i ΔJ_2 razlike u intenzitetu usled apsorpcije.

Pošto su I_1 i I_2 prvi intenziteti linija mora važiti

$$\frac{I_1 + I_2}{I_1} = \frac{a+b}{a} = X \quad 5.1.2.9.$$

Na slici 5.1.2.2. Šematski je prikazan put zraka između rezresa spektrograфа и konkavnog ogledala. Izvor šalje jedan deo svetlosti direktno na rezrez, a drugi se odbija od ogledala i vraća se nazad. Odatle se može zaključiti da je

$$\Delta J_2 = 3 \Delta J_1 \quad 5.1.2.10.$$



Sl. 5.1.2.2.

Na osnovu 5.1.2.9. i 5.1.2.10. može pisati

$$\frac{I_1 + I_2}{J_1} = \frac{J_1 + \Delta J_1 + J_2 + \Delta J_2}{J_1 + \Delta J_1} = \frac{J_1 + \Delta J_1 + J_2 + 3\Delta J_1}{J_1 + \Delta J_1} = X \quad 5.1.2.11.$$

odakle se posle kraćeg računa dobija

$$\Delta J_1 = \frac{(X-1)J_1 - J_2}{3 - (X-1)} = \frac{J_1 \left[(X-1) - \frac{J_2}{J_1} \right]}{3 - (X-1)} = \frac{J_1 \left[X - \left(1 + \frac{J_2}{J_1} \right) \right]}{4 - X}$$

a izraz $1 + \frac{J_2}{J_1}$ je ustvari γ

$$1 + \frac{J_2}{J_1} = \frac{J_1 + J_2}{J_1} = \gamma$$

odakle se konačno dobija

$$\Delta J_1 = \frac{X - \gamma}{4 - X} J_1 \quad 5.1.2.12.$$

Prema ovom izrazu može se izračunati na bilo kom mestu u liniji za koliko treba još povećati intenzitet pa da se dobije prava vrednost intenziteta.

Pored toga treba još proveriti da li je

$$K_h \cdot \ell \leq 1$$

jer ako bi taj proizvod bio veći od jedan, linija bi bila suviše deformisana pa se ni korekcijom nebi mogao dobiti pravi profil linije.

Proizvod $K_h \ell$ se može izračunati pomoću izraza za apsorpciju

$$J = I e^{-kl}$$

5.1.2.13.

koji se može napisati i ovako

$$\frac{I}{J} = e^{-kl}$$

oduzimanjem jedinice sa obe strane dobije se

$$\frac{I}{J} - 1 = e^{-kl} - 1$$

odakle sledi

$$\frac{I - J}{J} = \frac{\Delta J}{J} = e^{-kl} - 1$$

pa je

$$e^{-kl} = \frac{\Delta J}{J} + 1$$

odnosno

$$k \cdot l = \ln \left(1 + \frac{\Delta J}{J} \right)$$

5.1.2.14.

ili ako se predje na dekadni logaritam bice

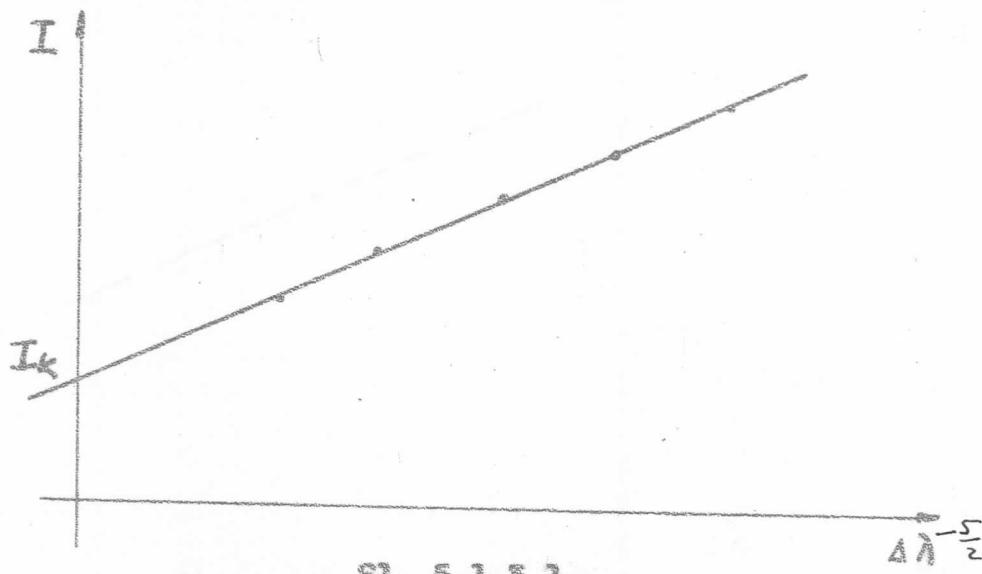
$$k \cdot l = 2.3 \log \left(1 + \frac{\Delta J}{J} \right)$$

5.1.2.15.

5.1.3. Korekcija profila linija na kontinuum

Pri snimanju profila spektralnih linija u rezultatu merenja se dobija superponirani profil linije na intenzitet kontinuma. Određivanje intenziteta kontinua odnosno početka linije vrši se pomoću Holtsmark-ove interpolacije (slika 5.1.3.1.)

Nacrta se grafik $I = f(\Delta\lambda^{-\frac{5}{2}})$, gde je I - intenzitet a $\Delta\lambda$ rastojanje od centra linije. Na taj način se dobija jedna prava linija i mesto koje ona odseca na osi I predstavlja intenzitet kontinua.



5.1.4. Poluširine linijsa H_α i H_β

Na papiru pisača postoji podela i vrednost jednog podecka je $1/10$ inch. Prema tome da bi se sa snimljenog profila mogla očitati poluširina, potrebno je odrediti vrednost jednog podecka u Å. Pošto je promena talasnih dužina pri snimanju H_α i H_β linijsa vršena različitim brzinama, to će i vrednosti jednog podecka u Å za H_α i H_β linijsa biti različite.

Za H_α linijsu - u intervalu od $200 \text{ } \text{\AA}$ na pisaču je prošlo $1981,5$ podecka pa je prema tome 1 pod = $0,100934 \text{ } \text{\AA}$.

Za H_β linijsu takodje u intervalu od $200 \text{ } \text{\AA}$ na pisaču je prošlo 382 podecka pa je prema tome 1 pod = $0,52356 \text{ } \text{\AA}$.

Vrednost na ovaj način izmerenih poluširina H_α i H_β linijsa na različitim strujama date su u tabeli 5.1.4.1..

Medjutim to nije čisto Šarkovo širenje linijsa jer tu postoji još prirodno širenje linijsa, instrumentalno i širenje usled Doppler-ovog efekta. Ali prirodna širina linijsa je zanemarljivo mala (reda veličine $10^{-4} \text{ } \text{\AA}$), a i instrumentalna širina se može zanemariti ($8 \cdot 10^{-2} \text{ } \text{\AA}$), dok je Doppler-ovo širenje nešto veće i njegove vrednosti na različitim temperaturama za H_α i H_β linijsa date su u tabeli 5.1.4.2.

Tabela 5.1.4.1.

$H_{\alpha} \lambda = 6562,81 \text{ \AA}$		$H_{\beta} \lambda = 4861,33 \text{ \AA}$	
I [A]	$\Delta\lambda [\text{\AA}]$	I [A]	$\Delta\lambda [\text{\AA}]$
8	2,42	7,7	8,5
14,8	3,04	14,8	12,9
19,2	3,54	19,2	16,3
24,2	4,30	24,2	19,7

Tabela 5.1.4.2.

$H_{\alpha} \lambda = 6562,81 \text{ \AA}$		$H_{\beta} \lambda = 4861,33 \text{ \AA}$	
T [$^{\circ}\text{K}$]	$\Delta\lambda [\text{\AA}]$	T [$^{\circ}\text{K}$]	$\Delta\lambda [\text{\AA}]$
5000	0,351	5000	0,245
10000	0,468	10000	0,347
20000	0,662	20000	0,490

5.2. CRTANJE TEORIJSKIH PROFILA LINIJA

Iz tablice Stark-ovog širenja vodonikovih linija koje su dali Vidal, Cooper i Smith /17/, mogu se nacrtati teorijski profile linija. Tablice sadrže normalizovane profile $S(\Delta\alpha)$ gde je $\Delta\alpha$ relativno rastojanje od centra linije

$$\Delta\alpha = \frac{\Delta\lambda}{F_0}$$

gde je $\Delta\lambda$ - rastojanje od centra linije u jedinicama talesne dužine, a F_0 - električno polje

$$F_0 = 1,25 \cdot 10^{-9} N^{\frac{2}{3}}$$

gde je N - elektronska koncentracija.

U tablicama su dati normalizovani profili za razne vrednosti elektronske temperature i koncentracije i to posebno čisti Stark-ovi profili, a posebno oni kod kojih je u obzir uzeto i Doppler-ovo širenje.

Da bi se dobio profil određene linije potrebno je izračunati intenzitet u funkciji rastojanja od centra linije $\Delta\lambda$.

$$I = \frac{S(\Delta\lambda)}{F_0}$$

Teorijski profili H_α i H_β linija izračunati su iz tabela 5.2.1., 5.2.2., 5.2.3., 5.2.4., 5.2.5., 5.2.6. i 5.2.7..

Iz tabele 5.2.2. za H_α liniju i tabele 5.2.6. za H_β liniju nacrtani su profili tih linija za istu elektronsku koncentraciju $N = 3,162 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ali za različite elektronske temperature 5000 ; 10000 i 20000 $^{\circ}\text{K}$, što je grafički prikazano na slikama 5.2.1. i 5.2.2. Ovi profili se vrlo malo razlikuju, naročito za H_α liniju.

Iz tabele 5.2.1. ; 5.2.2. i 5.2.3. za H_α liniju i iz tabele 5.2.5. ; 5.2.6. i 5.2.7. za H_β liniju vršena su uporedjiva njaprofile linija pri istoj elektronskoj temperaturi $T = 10000^{\circ}\text{K}$ ali za različite elektronske koncentracije $1 \cdot 10^{16}$; $3.162 \cdot 10^{16}$ i $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, što je grafički predstavljeno na slikama 5.2.3. i 5.2.4.. Odatle se vidi da se profili linija i H_α i H_β za različite koncentracije znatno razlikuju pa pri uporedjivanju sa eksperimentalnim profilima na to treba obratiti pažnju.

Tabela 5.2.1.

TABLE 50

ELECTRON DENSITY = 1.000+016 CH**(-3)			DLAMBDALPHA = 5.0020+001			WAVELLENGTH = 6562.81 ANGSTROM			ASYNPOTE = -1.2803-003*DLAMBDALPHA**(-5/2)		
N UPPER = 3	N LOWER = 2	R0/D=0.589	K= 5.35	R0/D=0.589	K= 6.74	R0/D=0.417	K= 8.13	R0/D=0.295	K= 9.51	R0/D=0.208	K=10.90
0	2.600 -3	2.600 1	42.095 1)	2.478 1	(2.655 1)	2.385 1	(2.729 1)	2.247 1	(2.895 1)	2.027 1	(3.168 1)
	2.571 1	(2.624 1)		2.054 1	(2.617 1)	2.365 1	(2.663 1)	2.333 1	(2.834 1)	2.022 1	(3.075 1)
1.585 -3	2.529 1	(2.606 1)	2.418 1	(2.563 1)	2.335 1	(2.618 1)	2.211 1	(2.747 1)	2.014 1	(2.947 1)	
2.512 -3	2.431 1	(2.494 1)	2.333 1	(2.436 1)	2.269 1	(2.472 1)	2.158 1	(2.557 1)	1.984 1	(2.678 1)	
3.981 -3	2.216 1	(2.234 1)	2.145 1	(2.182 1)	2.101 1	(2.181 1)	2.031 1	(2.200 1)	1.894 1	(2.213 1)	
6.310 -3	1.828 1	(1.812 1)	1.788 1	(1.759 1)	1.776 1	(1.723 1)	1.765 1	(1.683 1)	1.711 1	(1.620 1)	
1.000 -2	1.310 1	(1.299 1)	1.268 1	(1.246 1)	1.287 1	(1.201 1)	1.317 1	(1.150 1)	1.357 1	(1.089 1)	
1.585 -2	8.368 0	(8.271 0)	8.224 0	(8.033 0)	8.125 0	(7.740 0)	8.242 0	(7.442 0)	8.800 0	(7.170 0)	
2.512 -2	5.051 0	(5.027 0)	5.054 0	(5.007 0)	5.006 0	(4.933 0)	4.991 0	(4.803 0)	5.115 0	(4.607 0)	
3.981 -2	2.828 0	(2.823 0)	2.957 0	(2.947 0)	3.028 0	(3.011 0)	3.072 0	(3.040 0)	3.116 0	(3.049 0)	
6.310 -2	1.353 0	(1.351 0)	1.463 0	(1.459 0)	1.546 0	(1.541 0)	1.620 0	(1.607 0)	1.681 0	(1.657 0)	
1.000 -1	5.456 -1	(5.451 -1)	5.848 -1	(5.836 -1)	6.144 -1	(6.116 1)	6.369 -1	(6.337 -1)	6.567 -1	(6.455 -1)	
1.585 -1	1.959 -1	(1.958 -1)	2.036 -1	(2.036 -1)	2.064 -1	(2.056 -1)	2.081 -1	(2.072 -1)	2.068 -1	(2.049 -1)	
2.512 -1	6.833 -2	(6.833 -2)	6.909 -2	(6.907 -2)	6.882 -2	(6.808 -2)	6.596 -2	(6.586 -2)	6.345 -2	(6.25 -2)	
3.981 -1	2.325 -2	(2.325 -2)	2.313 -2	(2.313 -2)	2.244 -2	(2.243 -2)	2.140 -2	(2.139 -2)	2.023 -2	(2.020 -2)	
6.310 -1	7.853 -3	(7.853 -3)	7.757 -3	(7.757 -3)	7.501 -3	(7.500 -3)	7.115 -3	(7.114 -3)	6.667 -3	(6.663 -3)	
1.000 0	2.636 -3	(2.636 -3)	2.590 -3	(2.590 -3)	2.504 -3	(2.504 -3)	2.386 -3	(2.385 -3)	2.234 -3	(2.234 -3)	
1.585 0	8.516 -4	(8.516 -4)	8.428 -4	(8.428 -4)	8.241 -4	(8.241 -4)	7.928 -4	(7.928 -4)	7.492 -4	(7.492 -4)	
2.512 0	2.708 -4	(2.708 -4)	2.700 -4	(2.700 -4)	2.673 -4	(2.673 -4)	2.612 -4	(2.612 -4)	2.505 -4	(2.505 -4)	
3.981 0	8.515 -5	(8.515 -5)	8.532 -5	(8.532 -5)	8.50 -5	(8.530 -5)	8.458 -5	(8.458 -5)	8.259 -5	(8.259 -5)	
6.310 0	2.563 -5	(2.563 -5)	2.674 -5	(2.674 -5)	2.668 -5	(2.668 -5)	2.694 -5	(2.694 -5)	2.674 -5	(2.674 -5)	
1.000 1	8.328 -6	(8.328 -6)	8.363 -6	(8.363 -6)	8.419 -6	(8.419 -6)	8.480 -6	(8.480 -6)	8.511 -6	(8.511 -6)	
1.585 1	2.619 -6	(2.619 -6)	2.619 -6	(2.619 -6)	2.634 -6	(2.634 -6)	2.656 -6	(2.656 -6)	2.679 -6	(2.679 -6)	
2.512 1	8.219 -7	(8.219 -7)	8.219 -7	(8.219 -7)	8.156 -7	(8.256 -7)	8.314 -7	(8.314 -7)	8.390 -7	(8.390 -7)	
3.981 1	2.594 -7	(2.594 -7)	2.594 -7	(2.594 -7)	2.607 -7	(2.607 -7)	2.637 -7	(2.637 -7)	2.627 -7	(2.627 -7)	
6.310 1	1.000 2				6.194 -8	(6.194 -8)	6.239 -8	(6.239 -8)	6.339 -8	(6.339 -8)	
1.585 2					2.580 -8	(2.580 -8)	2.590 -8	(2.590 -8)	2.590 -8	(2.590 -8)	

Tabela 5.2.2.

TABLE 51

ELECTRON DENSITY = 3.162+016 CM*⁻³ N LOWER = 3 N UPPER = 3
 WAVELENGTH = 6562.81 ANGSTROM OMEGA/DALPHA = 1.2493+002 ASYMPOTE = 1.2803-003*DALPHABE(-5/2)

ALPHA	5000 K			10000 K			20000 K			40000 K		
	R0/D=0.714	K= 5.59	R0/D=0.505	K= 6.97	R0/D=0.357	K= 8.36	R0/D=0.252	K= 9.75	R0/D=0.204	K= 10.14	R0/D=0.156	K= 10.53
0	2.453	1 (2.487 1)	2.420	1 (2.491 1)	2.433	1 (2.590 1)	2.426	1 (2.775 1)	2.405	1 (2.722 1)	2.352	1 (2.722 1)
1.000 -3	2.427	1 (2.459 1)	2.395	1 (2.460 1)	2.403	1 (2.552 1)	2.395	1 (2.722 1)	2.352	1 (2.722 1)	2.305	1 (2.722 1)
1.565 -3	2.390	1 (2.416 1)	2.358	1 (2.416 1)	2.371	1 (2.497 1)	2.370	1 (2.647 1)	2.327	1 (2.647 1)	2.283	1 (2.647 1)
2.512 -3	2.302	1 (2.322 1)	2.271	1 (2.313 1)	2.283	1 (2.372 1)	2.287	1 (2.479 1)	2.241	1 (2.479 1)	2.196	1 (2.479 1)
3.981 -3	2.111	1 (2.119 1)	2.081	1 (2.096 1)	2.089	1 (2.118 1)	2.101	1 (2.157 1)	2.073	1 (2.157 1)	2.032	1 (2.157 1)
6.310 -3	1.764	1 (1.759 1)	1.734	1 (1.723 1)	1.730	1 (1.702 1)	1.743	1 (1.674 1)	1.702	1 (1.674 1)	1.674	1 (1.674 1)
1.000 -2	1.291	1 (1.283 1)	1.261	1 (1.265 1)	1.260	1 (1.264 1)	1.236	1 (1.156 1)	1.204	1 (1.156 1)	1.156	1 (1.156 1)
1.565 -2	0.399	0 (8.357 0)	0.181	0 (8.100 0)	0.956	0 (7.797 0)	7.804	0 (7.486 0)	6.980	0 (6.339 0)	6.894	0 (6.816 0)
2.512 -2	0.136	0 (5.125 0)	0.079	0 (5.058 0)	0.059	0 (4.939 0)	0.059	0 (4.816 0)	0.035	0 (3.063 0)	0.035	0 (3.063 0)
3.981 -2	0.937	0 (6.235 0)	0.921	0 (6.017 0)	0.952	0 (5.093 0)	0.952	0 (5.063 0)	0.952	0 (5.063 0)	0.952	0 (5.063 0)
6.310 -2	1.438	0 (1.437 0)	1.528	0 (1.527 0)	1.597	0 (1.594 0)	1.651	0 (1.646 0)	1.632	0 (1.646 0)	1.632	0 (1.646 0)
1.000 -1	5.835	-1 (5.032 -1)	6.169	-1 (6.163 -1)	6.395	-1 (6.383 -1)	6.566	-1 (6.542 -1)	6.566	-1 (6.542 -1)	6.566	-1 (6.542 -1)
1.565 -1	2.093	-1 (2.093 -1)	2.152	-1 (2.151 -1)	2.148	-1 (2.146 -1)	2.139	-1 (2.134 -1)	2.125	-1 (2.125 -1)	2.125	-1 (2.125 -1)
2.512 -1	7.188	-2 (7.188 -2)	7.196	-2 (7.195 -2)	7.195	-2 (7.195 -2)	7.195	-2 (7.195 -2)	7.195	-2 (7.195 -2)	7.195	-2 (7.195 -2)
3.981 -1	2.422	-2 (2.422 -2)	2.392	-2 (2.392 -2)	2.392	-2 (2.392 -2)	2.392	-2 (2.392 -2)	2.392	-2 (2.392 -2)	2.392	-2 (2.392 -2)
6.310 -1	0.081	-3 (8.081 -3)	0.961	-3 (1.961 -3)	1.961	-3 (1.961 -3)	1.961	-3 (1.961 -3)	1.961	-3 (1.961 -3)	1.961	-3 (1.961 -3)
1.000 0	2.675	-3 (2.675 -3)	2.629	-3 (2.629 -3)	2.594	-3 (2.594 -3)	2.424	-3 (2.424 -3)	2.424	-3 (2.424 -3)	2.424	-3 (2.424 -3)
1.565 0	0.567	-4 (8.567 -4)	0.494	-4 (8.494 -4)	0.327	-4 (8.327 -4)	0.028	-4 (0.028 -4)	0.028	-4 (0.028 -4)	0.028	-4 (0.028 -4)
2.512 0	2.703	-4 (2.703 -4)	2.705	-4 (2.705 -4)	2.686	-4 (2.686 -4)	2.633	-4 (2.633 -4)	2.633	-4 (2.633 -4)	2.633	-4 (2.633 -4)
3.981 0	8.487	-5 (8.487 -5)	8.516	-5 (8.516 -5)	8.533	-5 (8.533 -5)	8.487	-5 (8.487 -5)	8.487	-5 (8.487 -5)	8.487	-5 (8.487 -5)
6.310 0	2.652	-5 (2.652 -5)	2.665	-5 (2.665 -5)	2.682	-5 (2.682 -5)	2.693	-5 (2.693 -5)	2.693	-5 (2.693 -5)	2.693	-5 (2.693 -5)
1.000 1	8.299	-6 (8.299 -6)	8.336	-6 (8.336 -6)	8.395	-6 (8.395 -6)	8.464	-6 (8.464 -6)	8.464	-6 (8.464 -6)	8.464	-6 (8.464 -6)
1.565 1	2.612	-6 (2.612 -6)	2.612	-6 (2.612 -6)	2.627	-6 (2.627 -6)	2.649	-6 (2.649 -6)	2.649	-6 (2.649 -6)	2.649	-6 (2.649 -6)
2.512 1	8.204	-7 (8.204 -7)	8.204	-7 (8.204 -7)	8.240	-7 (8.240 -7)	8.296	-7 (8.296 -7)	8.296	-7 (8.296 -7)	8.296	-7 (8.296 -7)
3.981 1	6.310	-8 (6.310 -8)	6.310	-8 (6.310 -8)	6.310	-8 (6.310 -8)	6.105	-8 (6.105 -8)	6.105	-8 (6.105 -8)	6.105	-8 (6.105 -8)
1.000 2					2.578	-8 (2.578 -8)	2.578	-8 (2.578 -8)	2.578	-8 (2.578 -8)	2.578	-8 (2.578 -8)

Tabela 5.2.3.

TABLE 52

ELECTRON DENSITY = 1.000*017 CM ⁻³		N LOWER = 2	N UPPER = 3	WAVELENGTH = 6562.01 ANGSTROM
		WAVELENGTH = 6693.002	WAVELENGTH = 2.693*003	ASYMPTOTE = 1.2803*003*ALPHA*4 - 5/2)
ALPHA	R0/D=0.665	K = k _e 44	R0/D=0.612	K = 5.02
0	2.397	1 (2.403 1)	2.301	1 (2.313 1)
1.585 -3	2.340	1 (2.345 1)	2.249	1 (2.259 1)
2.512 -3	2.260	1 (2.264 1)	2.175	1 (2.182 1)
3.981 -3	2.086	1 (2.088 1)	2.012	1 (2.015 1)
6.310 -3	1.765	1 (1.764 1)	1.706	1 (1.708 1)
1.000 -2	1.313	1 (1.311 1)	1.278	1 (1.275 1)
1.585 -2	8.615	0 (8.605 0)	8.452	0 (8.434 0)
2.512 -2	5.211	0 (5.208 0)	5.213	0 (5.206 0)
3.981 -2	2.907	0 (2.907 0)	3.028	0 (3.027 0)
6.310 -2	1.404	0 (1.404 0)	1.514	0 (1.514 0)
1.000 -1	5.759	-1 (5.759 -1)	6.204	-1 (6.203 -1)
1.585 -1	2.102	-1 (2.102 -1)	2.222	-1 (2.222 -1)
2.512 -1	7.326	-2 (7.326 -2)	7.531	-2 (7.530 -2)
3.981 -1	2.479	-2 (2.479 -2)	2.510	-2 (2.510 -2)
6.310 -1	8.251	-3 (8.251 -3)	8.233	-3 (8.283 -3)
1.000 0	2.715	-3 (2.715 -3)	2.704	-3 (2.704 -3)
1.585 0	8.609	-4 (8.609 -4)	8.596	-4 (8.596 -4)
2.512 0	2.701	-4 (2.701 -4)	2.704	-4 (2.704 -4)
3.981 0	6.440	-5 (8.440 -5)	8.056	-5 (8.456 -5)
6.310 0	1.000	1	2.642	-5 (2.642 -5)
			8.273	-6 (8.273 -6)
1.585 1			2.606	-6 (2.606 -6)
2.512 1			8.226	-7 (8.226 -7)
3.981 1			2.587	-7 (2.587 -7)

Tabola 5.2.4.

TABLE 64

ELECTRON DENSITY = 3.1624015 CH _{0.5} (-3)		N LOWER = 4		N LOWER = 2		WAVELENGTH = 4864.33 ANGSTROM		ASYMPTOTE = 3.5261-003 * UALPHA*-1-5/2)	
ALPHA		R0/D=0.638 K= 4.37	R0/D=0.487 K= 5.75	R0/D=0.346 K= 7.14	R0/D=0.243 K= 8.53	R0/D=0.172 K= 9.91	R0/D=0.100 K= 4.0000	R0/D=0.068 K= 2.784	R0/D=0.031 K= 1.613
0	0	3.425 0 (3.322 0)	2.952 0 (2.762 0)	2.679 0 (2.316 0)	2.613 0 (1.940 0)	2.621 0 (1.957 0)	2.690 0 (1.631 0)	2.790 0 (1.631 0)	2.784 0 (1.613 0)
1.000 -3	3.438 0 (3.337 0)	2.966 0 (2.776 0)	2.689 0 (2.331 0)	2.621 0 (1.957 0)	2.621 0 (1.957 0)	2.690 0 (1.631 0)	2.790 0 (1.631 0)	2.784 0 (1.613 0)	2.784 0 (1.613 0)
1.585 -3	3.457 0 (3.359 0)	2.981 0 (2.798 0)	2.704 0 (2.354 0)	2.633 0 (1.982 0)	2.799 0 (1.659 0)	2.799 0 (1.659 0)	2.799 0 (1.659 0)	2.799 0 (1.659 0)	2.799 0 (1.659 0)
2.512 -3	3.504 0 (3.414 0)	3.022 0 (2.852 0)	2.741 0 (2.410 0)	2.664 0 (2.442 0)	2.620 0 (1.726 0)	2.620 0 (1.726 0)	2.620 0 (1.726 0)	2.620 0 (1.726 0)	2.620 0 (1.726 0)
3.981 -3	3.618 0 (3.545 0)	3.126 0 (2.980 0)	2.831 0 (2.545 0)	2.738 0 (2.186 0)	2.675 0 (1.886 0)	2.675 0 (1.886 0)	2.675 0 (1.886 0)	2.675 0 (1.886 0)	2.675 0 (1.886 0)
6.310 -3	3.876 0 (3.836 0)	3.361 0 (3.770 0)	3.046 0 (2.850 0)	2.919 0 (2.517 0)	2.907 0 (2.246 0)	2.907 0 (2.246 0)	2.907 0 (2.246 0)	2.907 0 (2.246 0)	2.907 0 (2.246 0)
1.000 -2	4.387 0 (4.393 0)	3.854 0 (3.845 0)	3.510 0 (3.464 0)	3.322 0 (3.164 0)	3.311 0 (2.977 0)	3.311 0 (2.977 0)	3.311 0 (2.977 0)	3.311 0 (2.977 0)	3.311 0 (2.977 0)
1.585 -2	5.128 0 (5.173 0)	4.651 0 (4.722 0)	4.323 0 (4.444 0)	4.081 0 (4.266 0)	4.922 0 (4.172 0)	4.922 0 (4.172 0)	4.922 0 (4.172 0)	4.922 0 (4.172 0)	4.922 0 (4.172 0)
2.512 -2	5.587 0 (5.625 0)	5.147 0 (5.417 0)	5.167 0 (5.324 0)	4.999 0 (5.324 0)	4.780 0 (4.357 0)	4.780 0 (4.357 0)	4.780 0 (4.357 0)	4.780 0 (4.357 0)	4.780 0 (4.357 0)
3.981 -2	4.901 0 (4.907 0)	4.914 0 (4.973 0)	5.016 0 (5.065 0)	5.061 0 (5.100 0)	5.935 0 (5.310 0)	5.935 0 (5.310 0)	5.935 0 (5.310 0)	5.935 0 (5.310 0)	5.935 0 (5.310 0)
6.310 -2	3.180 0 (3.175 0)	3.440 0 (3.332 0)	3.473 0 (3.659 0)	3.593 0 (3.569 0)	3.705 0 (3.665 0)	3.705 0 (3.665 0)	3.705 0 (3.665 0)	3.705 0 (3.665 0)	3.705 0 (3.665 0)
1.000 -1	1.544 0 (1.542 0)	1.640 0 (1.635 0)	1.708 0 (1.698 0)	1.762 0 (1.761 0)	1.811 0 (1.766 0)	1.811 0 (1.766 0)	1.811 0 (1.766 0)	1.811 0 (1.766 0)	1.811 0 (1.766 0)
1.585 -1	6.058 -1 (6.052 -1)	6.335 -1 (6.322 -1)	6.455 -1 (6.426 -1)	6.485 -1 (6.426 -1)	6.458 -1 (6.336 -1)	6.458 -1 (6.336 -1)	6.458 -1 (6.336 -1)	6.458 -1 (6.336 -1)	6.458 -1 (6.336 -1)
2.512 -1	2.126 -1 (2.125 -1)	2.172 -1 (2.170 -1)	2.153 -1 (2.149 -1)	2.094 -1 (2.085 -1)	2.013 -1 (1.995 -1)	2.013 -1 (1.995 -1)	2.013 -1 (1.995 -1)	2.013 -1 (1.995 -1)	2.013 -1 (1.995 -1)
3.981 -1	7.121 -2 (7.120 -2)	7.154 -2 (7.161 -2)	7.010 -2 (7.005 -2)	6.714 -2 (6.703 -2)	6.343 -2 (6.323 -2)	6.343 -2 (6.323 -2)	6.343 -2 (6.323 -2)	6.343 -2 (6.323 -2)	6.343 -2 (6.323 -2)
6.310 -1	2.361 -2 (2.341 -2)	2.340 -2 (2.340 -2)	2.289 -2 (2.288 -2)	2.154 -2 (2.193 -2)	2.070 -2 (2.060 -2)	2.070 -2 (2.060 -2)	2.070 -2 (2.060 -2)	2.070 -2 (2.060 -2)	2.070 -2 (2.060 -2)
1.000 0	7.503 -3 (7.503 -3)	7.517 -3 (7.517 -3)	7.415 -3 (7.414 -3)	7.100 -3 (7.178 -3)	6.816 -3 (6.813 -3)	6.816 -3 (6.813 -3)	6.816 -3 (6.813 -3)	6.816 -3 (6.813 -3)	6.816 -3 (6.813 -3)
1.585 0	2.389 -3 (2.389 -3)	2.386 -3 (2.386 -3)	2.370 -3 (2.369 -3)	2.326 -3 (2.326 -3)	2.326 -3 (2.326 -3)	2.326 -3 (2.326 -3)	2.326 -3 (2.326 -3)	2.326 -3 (2.326 -3)	2.326 -3 (2.326 -3)
2.512 0	7.465 -4 (7.465 -4)	7.479 -4 (7.479 -4)	7.488 -4 (7.488 -4)	7.451 -4 (7.451 -4)	7.315 -4 (7.314 -4)	7.315 -4 (7.314 -4)	7.315 -4 (7.314 -4)	7.315 -4 (7.314 -4)	7.315 -4 (7.314 -4)
3.981 0	2.327 -4 (2.327 -4)	2.334 -4 (2.334 -4)	2.347 -4 (2.347 -4)	2.356 -4 (2.356 -4)	2.348 -4 (2.348 -4)	2.348 -4 (2.348 -4)	2.348 -4 (2.348 -4)	2.348 -4 (2.348 -4)	2.348 -4 (2.348 -4)
6.310 0	7.264 -5 (7.264 -5)	7.287 -5 (7.287 -5)	7.330 -5 (7.330 -5)	7.386 -5 (7.386 -5)	7.429 -5 (7.429 -5)	7.429 -5 (7.429 -5)	7.429 -5 (7.429 -5)	7.429 -5 (7.429 -5)	7.429 -5 (7.429 -5)
1.000 1	2.274 -5 (2.274 -5)	2.280 -5 (2.280 -5)	2.291 -5 (2.291 -5)	2.309 -5 (2.309 -5)	2.330 -5 (2.330 -5)	2.330 -5 (2.330 -5)	2.330 -5 (2.330 -5)	2.330 -5 (2.330 -5)	2.330 -5 (2.330 -5)
1.585 1	7.143 -6 (7.143 -6)	7.155 -6 (7.155 -6)	7.181 -6 (7.181 -6)	7.225 -6 (7.225 -6)	7.288 -6 (7.288 -6)	7.288 -6 (7.288 -6)	7.288 -6 (7.288 -6)	7.288 -6 (7.288 -6)	7.288 -6 (7.288 -6)
2.512 1	3.981 -1	2.251 -6 (2.251 -6)	2.257 -6 (2.257 -6)	2.266 -6 (2.266 -6)	2.282 -6 (2.282 -6)	2.282 -6 (2.282 -6)	2.282 -6 (2.282 -6)	2.282 -6 (2.282 -6)	2.282 -6 (2.282 -6)
3.981 1	6.310 -2	1.000 2	7.106 -7 (7.106 -7)	7.127 -7 (7.127 -7)	7.161 -7 (7.161 -7)	7.161 -7 (7.161 -7)	7.161 -7 (7.161 -7)	7.161 -7 (7.161 -7)	7.161 -7 (7.161 -7)
6.310 2	1.000 2	2.248 -7 (2.248 -7)	2.255 -7 (2.255 -7)	2.265 -7 (2.265 -7)	2.282 -6 (2.282 -6)	2.282 -6 (2.282 -6)	2.282 -6 (2.282 -6)	2.282 -6 (2.282 -6)	2.282 -6 (2.282 -6)
1.585 2	2.512 2	1.000 2	7.068 -9 (7.068 -9)	7.096 -8 (7.096 -8)	7.096 -8 (7.096 -8)	7.096 -8 (7.096 -8)	7.096 -8 (7.096 -8)	7.096 -8 (7.096 -8)	7.096 -8 (7.096 -8)

Tabela 5.2.5.

TABLE 65

ELECTRON DENSITY = 1.0000+016 CM ⁻³		N UPPER = 4		N LOWER = 2		WAVELENGTH = 6861.33 ANGSTROM		DLAMBDALPHA = 5.0020+001		ASYMPTOTE = 3.5261-003*DLAMBDALPHA*(-5/2)								
ALPHA	RQ/D=0.834	K=	3.022	RQ/D=0.569	K=	5.060	RQ/D=0.500	K=	5.099	RQ/D=0.417	K=	5.099	RQ/D=0.295	K=	5.099	RQ/D=0.208	K=	5.099
0	3.793	0	(3.777 0)	3.173	0	(3.135 0)	2.738	0	(2.666 0)	2.423	0	(2.270 0)	2.238	0	(1.923 0)	2.246	0	(1.936 0)
1.000 -3	3.811	0	(3.791 0)	3.86	0	(3.147 0)	2.749	0	(2.676 0)	2.434	0	(2.284 0)	2.246	0	(1.936 0)	2.246	0	(1.936 0)
1.585 -3	3.831	0	(3.814 0)	3.200	0	(3.165 0)	2.765	0	(2.694 0)	2.450	0	(2.303 0)	2.264	0	(1.960 0)	2.302	0	(1.960 0)
2.512 -3	3.879	0	(3.860 0)	3.242	0	(3.209 0)	2.806	0	(2.739 0)	2.498	0	(2.552 0)	2.302	0	(2.014 0)	2.302	0	(2.014 0)
3.981 -3	3.933	0	(3.970 0)	3.342	0	(3.314 0)	2.903	0	(2.847 0)	2.569	0	(2.669 0)	2.397	0	(2.146 0)	2.422	0	(2.146 0)
6.310 -3	4.247	0	(4.239 0)	3.70	0	(3.553 0)	3.130	0	(3.093 0)	2.818	0	(2.736 0)	2.622	0	(2.446 0)	2.736	0	(2.446 0)
1.000 -2	4.729	0	(4.731 0)	4.030	0	(4.026 0)	3.601	0	(3.596 0)	3.016	0	(3.285 0)	3.112	0	(3.057 0)	3.112	0	(3.057 0)
1.585 -2	5.376	0	(5.365 0)	4.745	0	(4.750 0)	4.373	0	(4.398 0)	4.146	0	(4.190 0)	3.992	0	(4.078 0)	4.146	0	(4.078 0)
2.512 -2	5.656	0	(5.663 0)	5.282	0	(5.299 0)	5.101	0	(5.114 0)	5.03	0	(5.089 0)	4.991	0	(5.128 0)	5.03	0	(5.128 0)
3.981 -2	6.822	0	(6.823 0)	6.823	0	(6.833 0)	6.976	0	(6.884 0)	6.987	0	(6.980 0)	5.058	0	(5.111 0)	5.058	0	(5.111 0)
6.310 -2	3.086	0	(3.085 0)	3.568	0	(3.267 0)	3.397	0	(3.395 0)	3.508	0	(3.503 0)	3.611	0	(3.601 0)	3.611	0	(3.601 0)
1.000 -1	1.500	0	(1.499 0)	1.632	0	(1.631 0)	1.711	0	(1.709 0)	1.761	0	(1.757 0)	1.794	0	(1.785 0)	1.794	0	(1.785 0)
1.585 -1	5.959	-1	(5.958 -1)	6.449	-1	(6.446 -1)	6.667	-1	(6.661 -1)	6.710	-1	(6.697 -1)	6.657	-1	(6.630 -1)	6.657	-1	(6.630 -1)
2.512 -1	2.116	-1	(2.116 -1)	2.264	-1	(2.263 -1)	2.272	-1	(2.271 -1)	2.233	-1	(2.231 -1)	2.149	-1	(2.145 -1)	2.149	-1	(2.145 -1)
3.981 -1	7.131	-2	(7.130 -2)	7.415	-2	(7.414 -2)	7.417	-2	(7.416 -2)	7.206	-2	(7.217 -2)	6.878	-2	(6.874 -2)	6.878	-2	(6.874 -2)
6.310 -1	2.347	-2	(2.347 -2)	2.400	-2	(2.400 -2)	2.395	-2	(2.394 -2)	2.339	-2	(2.338 -2)	2.236	-2	(2.236 -2)	2.236	-2	(2.236 -2)
1.000 0	7.520	-3	(7.520 -3)	7.593	-3	(7.593 -3)	7.605	-3	(7.605 -3)	7.507	-3	(7.507 -3)	7.275	-3	(7.274 -3)	7.275	-3	(7.274 -3)
1.585 0	2.388	-3	(2.388 -3)	2.390	-3	(2.390 -3)	2.391	-3	(2.391 -3)	2.380	-3	(2.380 -3)	2.363	-3	(2.343 -3)	2.363	-3	(2.343 -3)
2.512 0	7.644	-4	(7.644 -4)	7.440	-4	(7.448 -4)	7.462	-4	(7.462 -4)	7.486	-4	(7.485 -4)	7.470	-4	(7.469 -4)	7.470	-4	(7.469 -4)
3.981 0	2.319	-4	(2.319 -4)	2.317	-4	(2.317 -4)	2.326	-4	(2.326 -4)	2.340	-4	(2.340 -4)	2.354	-4	(2.354 -4)	2.354	-4	(2.354 -4)
6.310 0	7.243	-5	(7.243 -5)	7.237	-5	(7.237 -5)	7.261	-5	(7.261 -5)	7.306	-5	(7.306 -5)	7.367	-5	(7.367 -5)	7.367	-5	(7.367 -5)
1.000 1	2.266	-5	(2.266 -5)	2.266	-5	(2.266 -5)	2.274	-5	(2.274 -5)	2.285	-5	(2.285 -5)	2.303	-5	(2.303 -5)	2.303	-5	(2.303 -5)
1.585 1	2.512	1	3.981	1	6.310	1	1.000	2	2.266	-6	(2.266 -6)	2.253	-6	(2.253 -6)	2.263	-6	(2.263 -6)	
										7.078	-8	(7.078 -8)	7.078	-8	(7.078 -8)	7.078	-8	(7.078 -8)

Tabela 5.2.6.

81

TABLE 66

ELECTRON DENSITY = 3.162+016 CM**(-3)		N LOWER = 2		WAVELLENGTH = 4861.33 ANGSTROM		ASYMPOLE = 3.5261-003*ALPHAB* (-5/2)			
ALPHA	RJ/U=0.714	K	K= 3.45	R0/R=0.505	K= 6.84	R0/R=0.357	K= 6.22	R0/R=0.252	K= 7.61
0	3.517	0	(3.510 0)	3.008	0 (2.995 0)	2.017	0 (2.590 0)	2.295	0 (2.233 0)
1.585 -3	3.542	0	(3.535 0)	3.031	0 (3.019 0)	2.642	0 (2.615 0)	2.321	0 (2.262 0)
2.512 -3	3.579	0	(3.573 0)	3.066	0 (3.054 0)	2.678	0 (2.653 0)	2.361	0 (2.305 0)
3.981 -3	3.670	0	(3.664 0)	3.150	0 (3.160 0)	2.666	0 (2.744 0)	2.457	0 (2.409 0)
6.210 -3	3.874	0	(3.870 0)	3.344	0 (3.356 0)	2.911	0 (2.955 0)	2.681	0 (2.647 0)
1.000 -2	4.279	0	(4.278 0)	3.742	0 (3.740 0)	3.398	0 (3.393 0)	3.154	0 (3.144 0)
1.585 -2	4.880	0	(4.883 0)	4.388	0 (4.392 0)	4.119	0 (4.127 0)	3.970	0 (3.987 0)
2.512 -2	5.288	0	(5.292 0)	4.980	0 (4.987 0)	4.863	0 (4.877 0)	4.860	0 (4.888 0)
3.981 -2	5.787	0	(5.748 0)	4.726	0 (4.730 0)	4.778	0 (4.784 0)	4.886	0 (4.896 0)
6.310 -2	3.197	-2	(3.197 0)	3.336	0 (3.336 0)	3.492	0 (3.461 0)	3.538	0 (3.536 0)
1.000 -1	4.605	0	(4.604 0)	4.716	0 (4.716 0)	4.778	0 (4.777 0)	4.810	0 (4.809 0)
1.585 -1	6.417	-1	(6.416 -1)	6.843	-1 (6.843 -1)	6.993	-1 (6.990 -1)	6.953	-1 (6.947 -1)
2.512 -1	2.256	-1	(2.256 -1)	2.361	-1 (2.361 -1)	2.368	-1 (2.368 -1)	2.386	-1 (2.305 -1)
3.981 -1	7.413	-2	(7.413 -2)	7.688	-2 (7.682 -2)	7.650	-2 (7.649 -2)	7.406	-2 (7.405 -2)
6.310 -1	2.412	-2	(2.412 -2)	2.451	-2 (2.451 -2)	2.440	-2 (2.439 -2)	2.380	-2 (2.380 -2)
1.000 0	7.592	-3	(7.582 -3)	7.659	-3 (7.659 -3)	7.666	-3 (7.666 -3)	7.574	-3 (7.574 -3)
1.585 0	2.385	-3	(2.385 -3)	2.387	-3 (2.387 -3)	2.391	-3 (2.391 -3)	2.387	-3 (2.387 -3)
2.512 0	7.403	-4	(7.409 -4)	7.410	-4 (7.410 -4)	7.444	-4 (7.444 -4)	7.478	-4 (7.478 -4)
3.981 0	2.307	-4	(2.307 -4)	2.307	-4 (2.307 -4)	2.317	-4 (2.317 -4)	2.334	-4 (2.334 -4)
6.310 0	7.212	-5	(7.212 -5)	7.212	-5 (7.212 -5)	7.238	-5 (7.236 -5)	7.286	-5 (7.286 -5)
1.000 1	1.585	1				2.266	-5 (2.266 -5)	2.280	-5 (2.280 -5)
2.512 1						7.130	-6 (7.130 -6)	7.155	-6 (7.155 -6)
3.981 1						2.245	-6 (2.245 -6)	2.251	-6 (2.251 -6)

Tabela 5.2.7.

TABLE 67

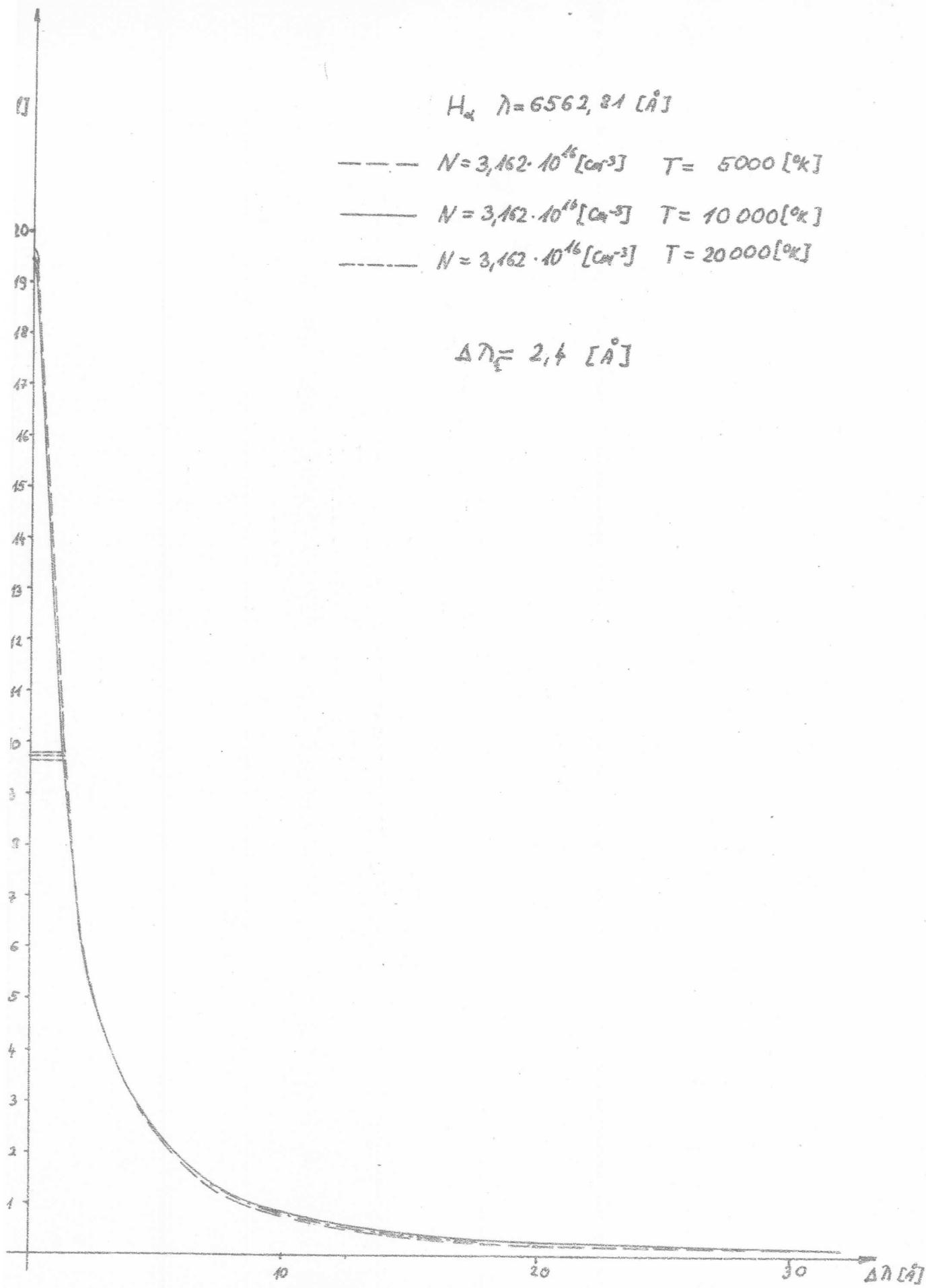
N LOWER = 4 N LOWER = 2 WAVELENGTH = 6661.33 ANGSTROM
 ELECTRON DENSITY = 4.000+017 cm⁻³ DLANDDA/DALPHA = 2.6930+002 ASYMPTOTE = 3.5261-003*DALPHA*(1-5/2)

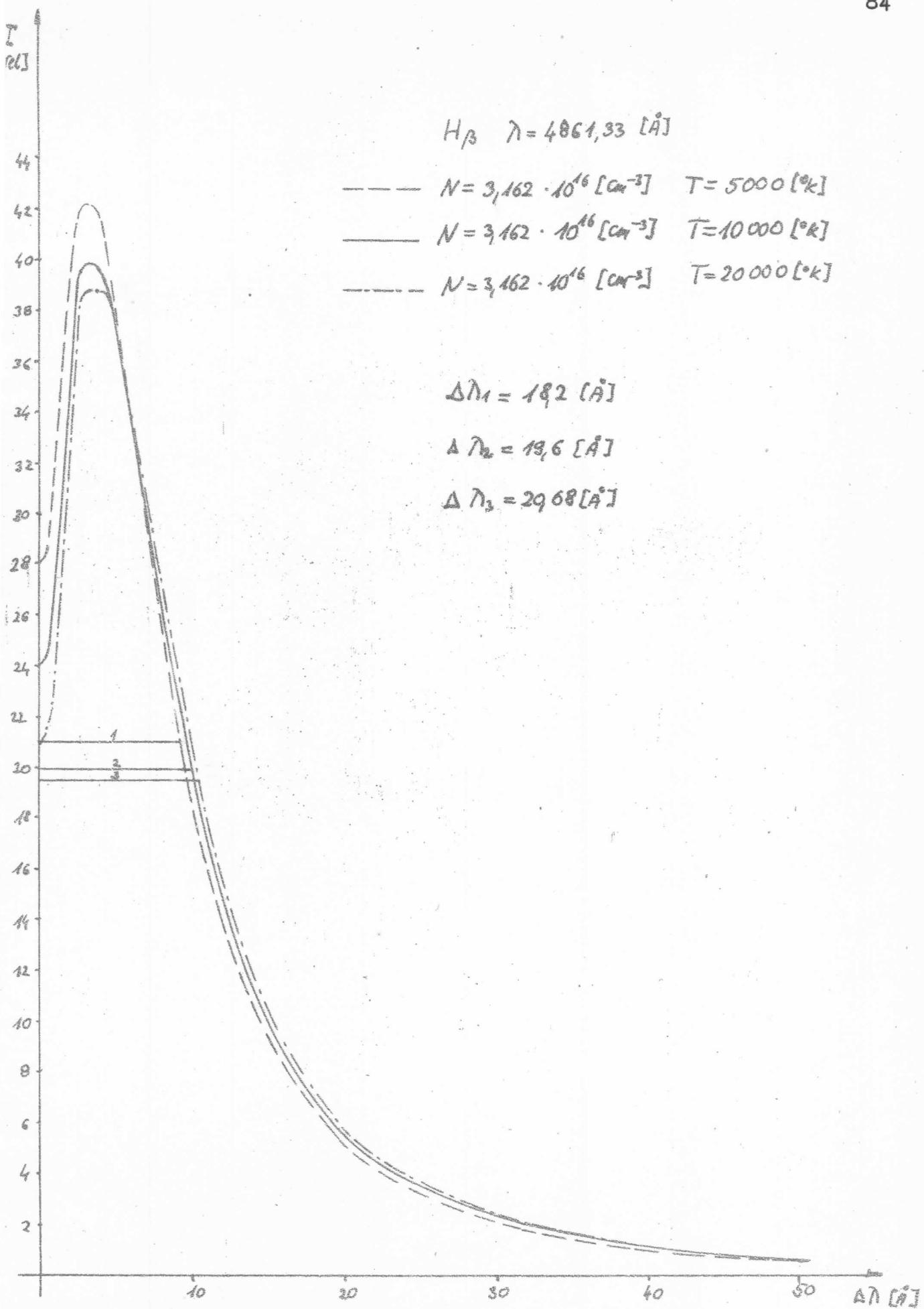
ALPHA	5000 K	R0/D=0.865 K= 2.30	R0/D=0.612 K= 3.69	R0/D=0.433 K= 5.07	R0/D=0.306 K= 6.46	
0	3.356	0 (3.956 0)	3.314	0 (3.312 0)	2.891	0 (2.886 0)
1.585 -3	3.264	0 (3.383 0)	3.336	0 (3.332 0)	2.910	0 (2.906 0)
2.512 -3	4.023	0 (4.022 0)	3.363	0 (3.361 0)	2.939	0 (2.935 0)
3.381 -3	4.117	0 (4.116 0)	3.434	0 (3.432 0)	3.009	0 (3.005 0)
6.510 -3	4.327	0 (4.326 0)	3.596	0 (3.595 0)	3.172	0 (3.169 0)
1.000 -2	4.729	0 (4.729 0)	3.930	0 (3.930 0)	3.515	0 (3.514 0)
1.585 -2	5.279	0 (5.280 0)	4.467	0 (4.468 0)	4.097	0 (4.098 0)
2.512 -2	5.224	0 (5.225 0)	4.936	0 (4.935 0)	4.043	0 (4.046 0)
3.381 -2	4.757	0 (4.757 0)	4.633	0 (4.633 0)	4.112	0 (4.103 0)
6.510 -2	3.690	0 (3.690 0)	3.280	0 (3.280 0)	3.385	0 (3.385 0)
1.000 -1	1.519	0 (1.519 0)	1.704	0 (1.704 0)	1.794	0 (1.794 0)
1.585 -1	6.069 -1	(6.069 -1)	6.882 -1	(6.882 -1)	7.226 -1	(7.225 -1)
2.512 -1	2.154 -1	(2.154 -1)	2.393 -1	(2.393 -1)	2.474 -1	(2.474 -1)
3.381 -1	7.225 -2	(7.225 -2)	7.777 -2	(7.777 -2)	7.931 -2	(7.931 -2)
6.510 -1	2.367 -2	(2.367 -2)	2.464 -2	(2.464 -2)	2.591 -2	(2.591 -2)
1.000 0	7.333 -3	(7.333 -3)	7.633 -3	(7.633 -3)	7.697 -3	(7.697 -3)
1.585 0	2.383 -3	(2.383 -3)	2.378 -3	(2.378 -3)	2.362 -3	(2.362 -3)
2.512 0	7.420 -4	(7.420 -4)	7.372 -4	(7.372 -4)	7.381 -4	(7.381 -4)
3.381 0	2.910	0	2.296 -4	(2.296 -4)	2.299 -4	(2.299 -4)
6.510 0	1.000 1		7.187 -5	(7.187 -5)	7.192 -5	(7.192 -5)
1.585 1	2.512 1				2.258 -5	(2.258 -5)
2.512 1					2.244 -6	(2.244 -6)

$H_{\alpha} \lambda = 6562,81 \text{ [Å]}$

— $N = 3,162 \cdot 10^{16} [\text{cm}^{-3}] T = 5000 [\text{°K}]$
 — $N = 3,162 \cdot 10^{16} [\text{cm}^{-3}] T = 10000 [\text{°K}]$
 - $N = 3,162 \cdot 10^{16} [\text{cm}^{-3}] T = 20000 [\text{°K}]$

$\Delta \lambda_F = 2,4 \text{ [Å]}$



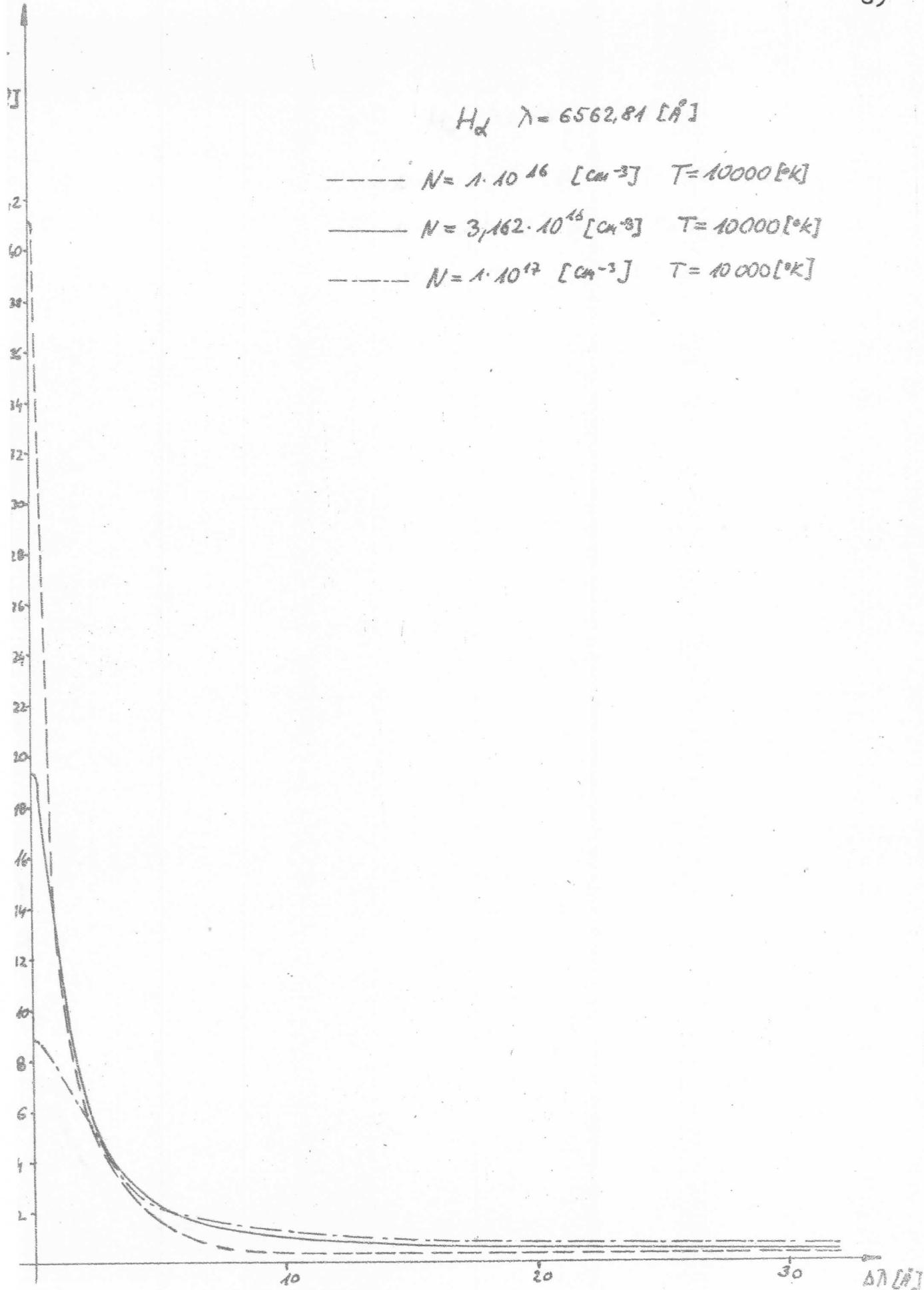


$H_{\alpha} \lambda = 6562,81 [\text{\AA}]$

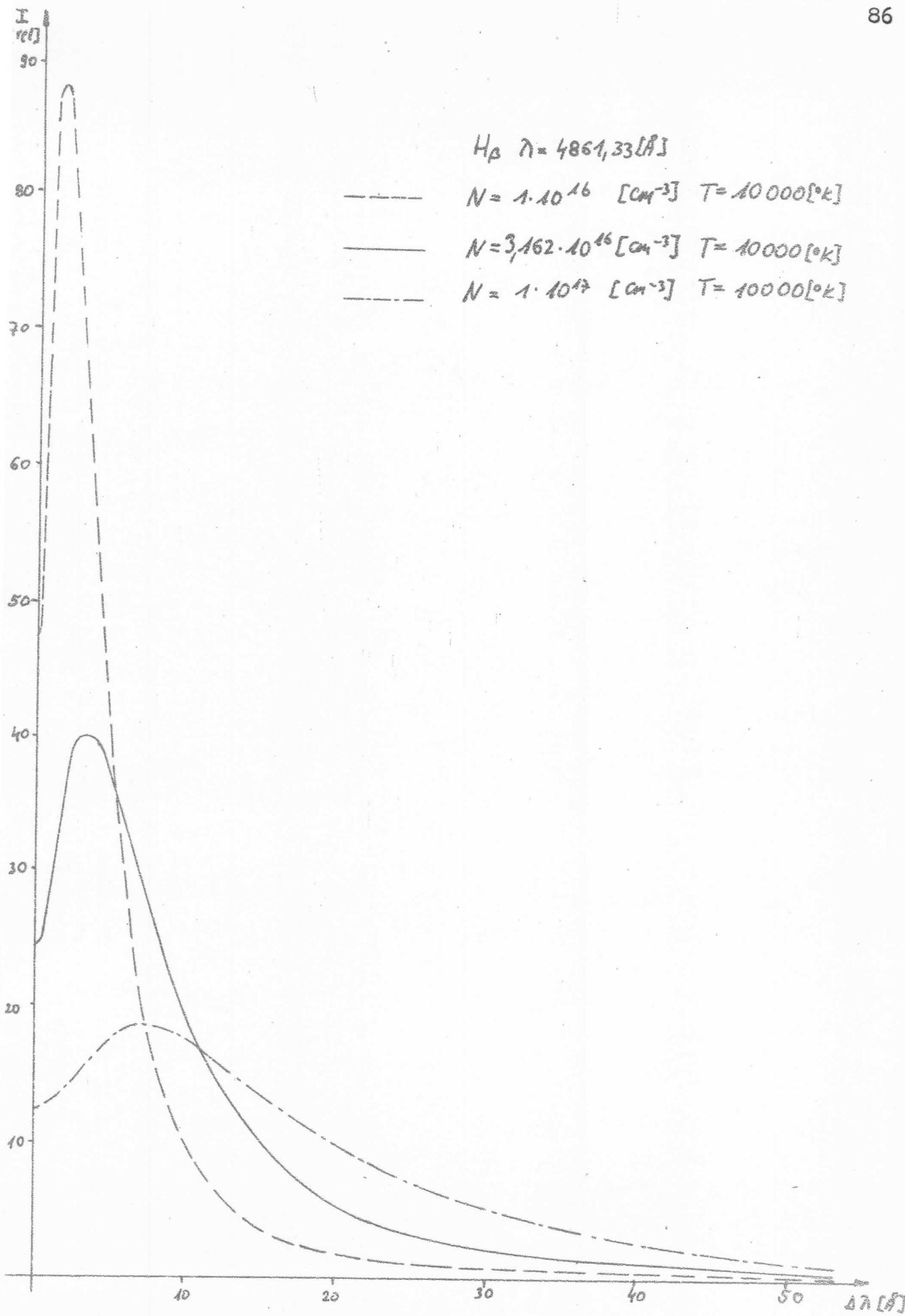
— $N = 1 \cdot 10^{16} [\text{cm}^{-3}] T = 10000 [^{\circ}\text{K}]$

— $N = 3,162 \cdot 10^{16} [\text{cm}^{-3}] T = 10000 [^{\circ}\text{K}]$

— $N = 1 \cdot 10^{17} [\text{cm}^{-3}] T = 10000 [^{\circ}\text{K}]$



Sl. 5.2.3.



Sl. 5.2.4.

5.3. UPOREDJIVANJE EKSPERIMENTALNIH I TEORIJSKIH PROFILA

H_α I H_β LINIJA

U ovom radu vršena su uporedjivanja samo za eksperimentalnu H_α liniju sa $N = 3,25 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ i $T = 10200 \text{ }^{\circ}\text{K}$ i za H_β liniju sa $N = 3,60 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ i $T = 11300 \text{ }^{\circ}\text{K}$.

Uporedjivanje se mogu vršiti samo za linije koje odgovaraju po temperaturi i koncentraciji. Pošto su teorijski profili dati samo za $N = 1 \cdot 10^{16}$; $3,162 \cdot 10^{16}$ i $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ i $T = 5000$; 10000 i $20000 \text{ }^{\circ}\text{K}$ potrebno je izvršiti korekciju i dobiti onaj profil linije koji odgovara eksperimentalnom po N i T.

Kao što se vidi sa slika 5.2.1. i 5.2.2. za H_α i za H_β liniju promene profila po temperaturama su vrlo male čak i za promene temperature veće od $1000 \text{ }^{\circ}\text{K}$, tako da je korekcija sa te strane zanemarljiva. Međutim promena profila sa koncentracijom i za H_α i za H_β liniju je dosta velika pa je tu potrebno izvršiti korekciju.

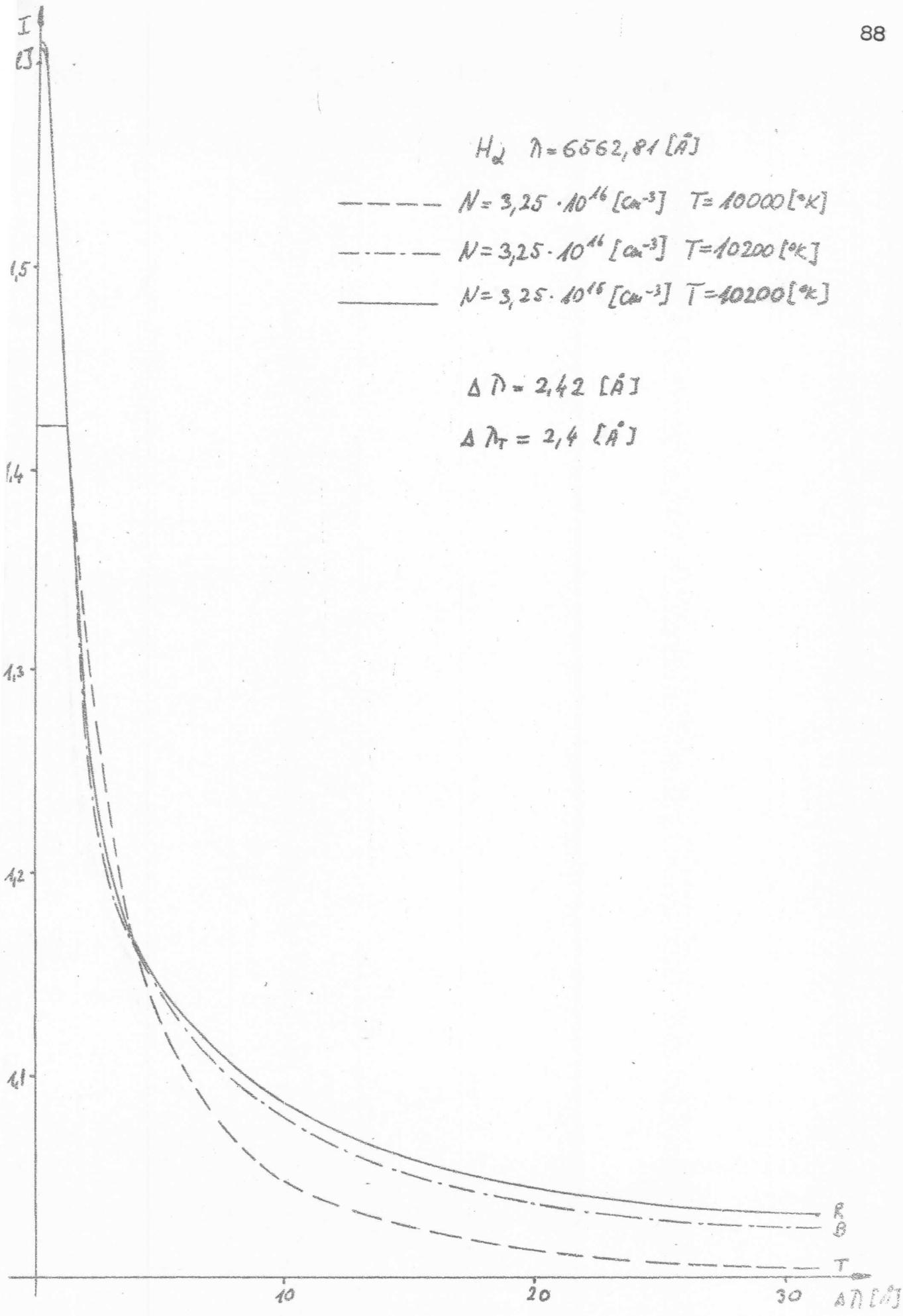
I eksperimentalni i teorijski profili izraženi su u proizvoljnim jedinicama intenziteta, pa da bi se mogli uporedjivati mora se izvršiti normalizacija linija. Normalizacija se vrši na taj način da površine ispod linija koje se uporedjuju morsaju biti iste. Određivanje površina linija pri normalizaciji vršeno je planimetrom.

Jedna linija bilo eksperimentalna bilo teorijska se fiksira, a drugoj se intenzitet u svim tačkama proporcionalno povećava ili smanjuje sve dok se ne dobiju iste površine tih linija.

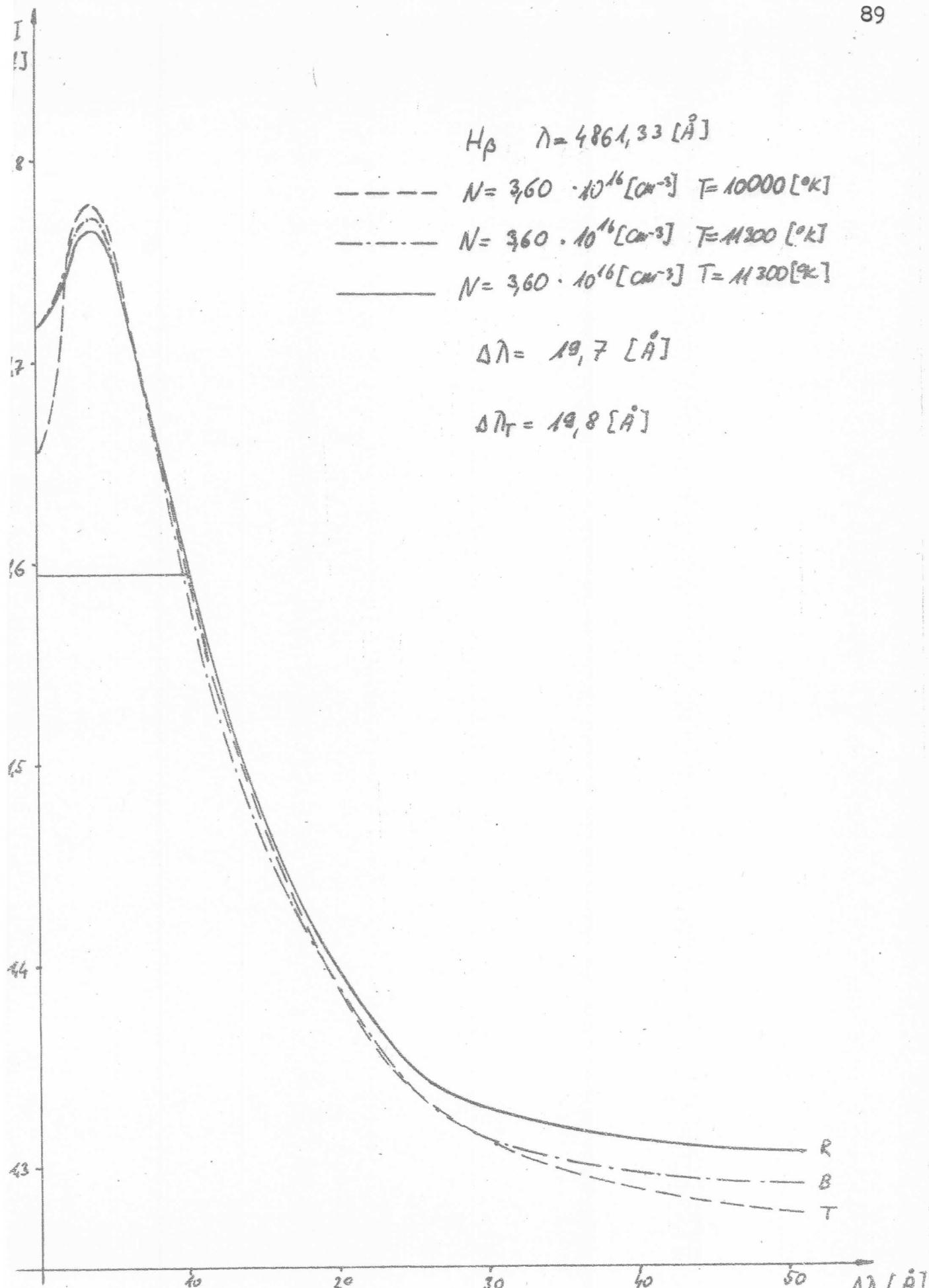
Rezultati takve normalizacije i uporedjivanja dati su na slikama 5.3.1. i 5.3.2.

I za H_α i za H_β liniju crtaju se posebno plavo i crveno krilo, a teorijska je samo jedna linija jer je ona simetrična.

Kao što se vidi sa slika 5.3.1. i 5.3.2. i H_α i H_β linija se dobro slažu sa teorijskim u oblasti poluširina. Dok kod H_α linije postoje veća odstupanja od teorijske na krilu linije, kod H_β linije su veća odstupanja u centru linije.



SL.5.3.1.



Sl. 5.3.2.

5.5. SNIMANJE I ANALIZA INTEGRALNOG SPEKTRA PLAZME

Snimanje integralnog spektra plazme i spektra gvožđa kao referentnog spektra izvršeno je prema uslovima koji su dati u tabeli 5.5.1.

Snimak sa fotoploče prikazan je na slici 5.5.2..

Analiza fotoploče izvršena je na projektoru.

Određivanje talasne dužine nepoznate spektralne linije vrši se na sledeći način. Iz referentnog spektra gvožđa odaberu se dve najbliže linije izmedju kojih pada linija čiju talasnu dužinu tražimo. Jedan takav slučaj prikazan je na slici 5.5.1. gde je $\lambda_2 > \lambda_4$. Iz proporcije

$$\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_X - \lambda_4} = \frac{L}{\ell}$$

se dobija izraz

$$\lambda_X = \lambda_1 + (\lambda_2 - \lambda_1) \frac{\ell}{L}$$

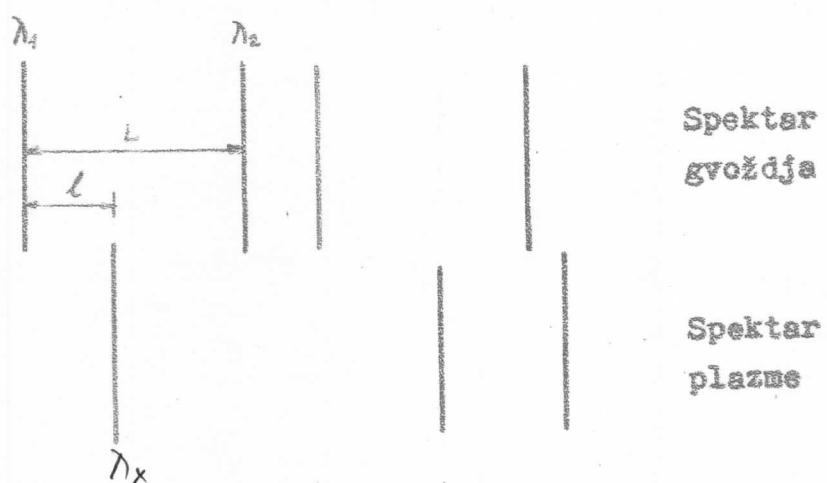
pomoću koga se izračunava talasna dužina nepoznate linije.

Kada se odrede talasne dužine nepoznatih linija onda se iz spektralnih tablica /27/ nadje kome elementu pripadaju.

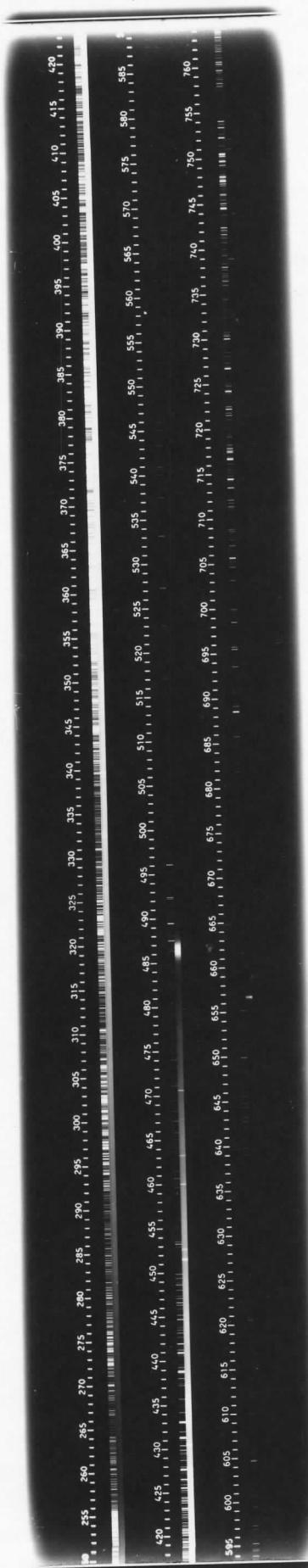
Rezultati ove analize dati su u tabeli 5.5.2..

Tabela 5.5.1.

Položaj kasete	Broj snimka	Uzorak	Vreme ekspon.	Položaj dijafra.	Primedbe
15	1	skala	7	-	-
19	1	plazma+voda	30	6	$\alpha = 6,315 \quad 2500-$ $\gamma = 5,2 \quad 4200 \text{ \AA}$
19	2	Gvoždje	20	5	$F = 10,5 \quad r: 10 \mu$
26	1	skala	7	-	-
30	1	Plazma+voda	30	6	$\alpha = 9,46 \quad 4200-$ $\gamma = 5,3 \quad 5900 \text{ \AA}$
30	2	Gvoždje	40	5	$F = 10,2 \quad r: 10 \mu$
37	1	skala	7	-	-
41	1	Plazma+voda	30	6	$\alpha = 12,81 \quad 5900-$ $\gamma = 5,5 \quad 7800 \text{ \AA}$
41	2	Gvoždje	60	5	$F = 10,2 \quad r: 10 \mu$



Sl.5.5.1.



Sl. 5.5.2.

Tabela 5.5.2.

λ_1 [Å]	λ_2 [Å]	L [mm]	l [mm]	λ_x [Å]	Tablične vrednosti	Ele - menat
7509,008	7520,104	31,28	16,16	7514,7404	7514,6514	Ar I
7492,970	7509,008	44,88	30,94	7504,026	7505,153	Ar II
7368,224	7390,108	60,96	44,36	7384,148	7383,9796	Ar I
7260,698	7276,596	40,22	30,52	7272,7618	7272,9349	Ar I
7060,778	7075,114	34,24	18,06	7067,2846	7067,2175	Ar I
6955,712	6970,684	46,68	32,32	6966,0782	6965,4304	Ar I
					6562,849	H _α
4950,105	4966,096	45,06	20,44	4957,358	4956,750	Ar I
					4861,332	H _β
4700,171	4704,963	13,10	6,12	4702,4097	4702,3155	Ar I
4665,900	4673,120	21,04	11,86	4669,871	4667,297	Cu II
4625,055	4635,852	29,78	9,60	4628,5355	4628,4409	Ar I
4592,555	4602,010	25,60	9,68	4596,1006	4596,0964	Ar I
4517,530	4526,419	24,66	12,96	4522,2015	4522,3238	Ar I
4504,849	4517,530	24,76	11,94	4509,205	4510,7335	Ar I
4423,142	4430,207	19,60	7,66	4425,903	4426,005	Ar I
4423,142	4430,207	19,60	2,88	4424,180	4423,996	Ar I
4395,286	4409,123	37,94	15,56	4400,9608	4400,988	Ar II
4365,899	4373,566	21,06	14,42	4371,1486	4371,330	Ar II
4365,899	4373,566	21,06	6,04	4368,0978	4368,300	O I
4358,505	4365,899	20,48	14,72	4363,8194	4363,7957	Ar I
4343,257	4348,939	15,68	5,86	4345,3807	4345,190	Ar I
4298,040	4302,192	11,46	6,00	4300,2138	4300,1011	Ar I
4268,758	4276,678	26,02	9,34	4271,6009	4272,169	Ar I
4264,215	4268,758	12,65	5,72	4266,2839	4266,2868	Ar I
4258,324	4264,215	16,04	3,14	4259,3617	4259,3617	Ar I
4248,226	4258,324	22,46	7,92	4251,7868	4251,185	Ar I
4196,533	4205,546	23,18	9,24	4200,1251	4200,6746	Ar I
4196,533	4205,546	23,18	3,20	4197,7722	4198,3176	Ar I
4188,780	4296,533	23,12	5,20	4190,5237	4191,0288	Ar I
4178,051	4188,780	29,72	9,96	4181,6485	4181,8837	Ar I

Tabela 5.5.2.

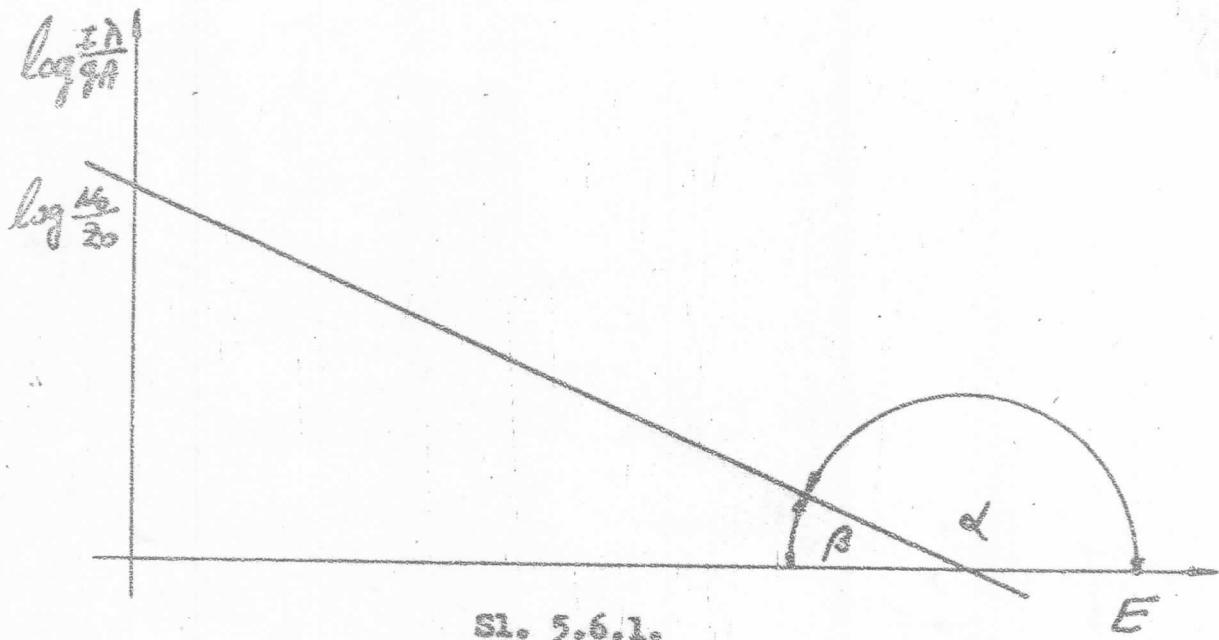
λ_1 [Å]	λ_2 [Å]	L [mm]	l [mm]	λ_x [Å]	Tablične vrednosti	Ele - menat
4161,492	4168,625	19,32	7,36	4164,2093	4164,1795	Ar I
4153,405	4161,492	22,12	9,38	4157,8342	4158,5906	Ar I
4050,688	4057,348	18,26	10,00	4054,3342	4054,5253	Ar I
4029,636	4050,688	57,80	44,38	4045,8001	4045,9658	Ar I
4029,636	4050,688	17,80	40,20	4044,4185	4044,4185	Ar I
3940,044	3954,715	40,24	24,54	3948,9909	3948,9785	Ar I
3940,044	3954,715	40,24	19,60	3947,1899	3947,5048	Ar I
3889,928	3905,350	42,80	27,00	3899,6549	3899,778	W
3664,540	3678,864	38,25	28,90	3675,3625	3675,2367	Ar I
3664,540	3678,864	38,25	16,85	3670,850	3670,6693	Ar I
3651,469	3664,540	35,70	21,70	3659,4141	3659,5305	Ar I
3640,390	3651,469	29,55	26,00	3650,138	3649,833	Ar I
3630,349	3640,390	28,55	12,60	3634,7809	3634,4605	Ar I
3630,349	3640,390	28,55	8,70	3632,836	3632,6837	Ar I
3599,623	3612,674	33,55	19,45	3607,198	3606,5224	Ar I
3576,760	3599,146	59,40	35,60	3589,124	3588,970	Ar I
3576,760	3599,146	59,40	23,40	3585,5787	3585,710	W
3576,760	3599,146	59,40	18,45	3583,7132	3583,460	W
3560,697	3576,760	43,05	19,00	3567,7863	3567,6562	Ar I
3560,697	3576,760	43,05	10,30	3564,5401	3564,2955	Ar I
3560,697	3576,760	43,05	7,35	3563,4394	3563,2864	Ar I
3549,872	3560,697	29,35	13,30	3554,7773	3554,3056	Ar I
3500,567	3510,446	26,80	15,45	3506,2621	3506,4807	Ar I
3457,086	3466,895	22,95	7,40	3461,2488	3461,0785	Ar I
3387,411	3399,336	31,85	17,60	3394,0006	3393,7522	Ar I
3387,411	3399,336	31,85	14,45	3392,8212	3392,7812	Ar I
2879,430	2887,807	22,05	11,75	2883,8939	2883,5611	W

5.6. MERENJE ELEKTRONSKЕ TEMPERATURE

Izraz 3.1.1.12.

$$\log \frac{I\lambda}{gA} = - \frac{1}{2,3kT} E + \log \frac{N_0}{Z_0}$$

predstavlja pravu liniju (slika 5.6.1.)



Sl. 5.6.1.

Iz gornjeg izraza sledi

$$\operatorname{tg} \alpha = - \frac{1}{2,3kT}$$

a sa slike 5.6.1. se vidi

$$\operatorname{tg} \alpha = - \operatorname{tg} \beta$$

pa je

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{1}{2,3kT}$$

odakle se dobija

$$T = \frac{1}{2,3 \cdot k \operatorname{tg} \beta} = \frac{1}{2,3k} \operatorname{ctg} \beta$$

I zamenom Boltzmanove konstante k u eV dobija se izraz pomoću koga se može izračunati elektronska temperatura

$$T = 0,505 \cdot 10^4 \operatorname{ctg} \beta$$

Iz izraza 3.1.1.12. se vidi da vrednost elektronske temperature zavisi od intenziteta linije I, talašne dužine linije koja se meri, statističke težine g i verovatnoće prelaza A.

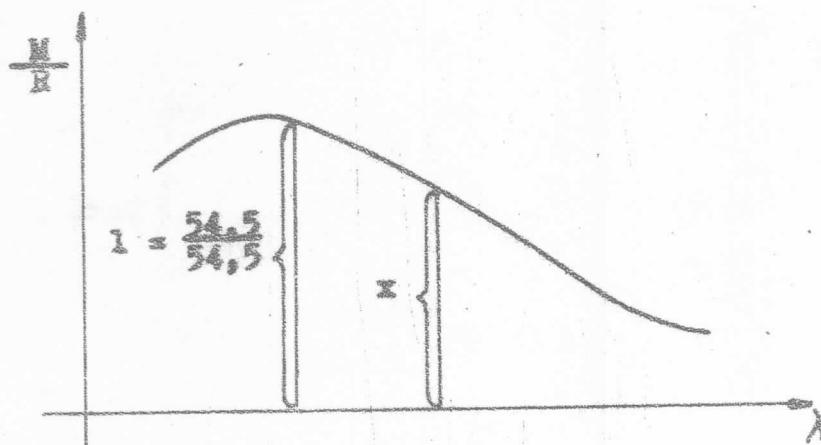
Tačnost ove metode zavisi od razlike energija eksitacije gornjih nivoa linija korišćenih pri merenju. Zbog toga su izabrane linije neutralnog argona čije su talašne dužine: 7067,217 ; 6965,43 ; 4702,32 ; 4300,1 ; 4272,17 ; 4259,36 i 4158,59 Å.

5.6.1. Određivanje pravog intenziteta linije

Posle korekcije linija na samoapsorpciju i kontinuum treba izvršiti i korekciju na spektralnu osetljivost.

Iz krive osetljivosti sistema za snimanje (slika 4.4.6.2.) i karakteristike svetlosnog izvora za kalibraciju (slika 4.4.6.1.) dobije se nova kriva (slika 5.6.1.2.) koja predstavlja M/R u funkciji talašne dužine.

Sada se vrednost M/R za izabranu argonovu liniju najmanje talašne dužine uzme za jedinicu kao što je prikazano na slici 5.6.1.1.

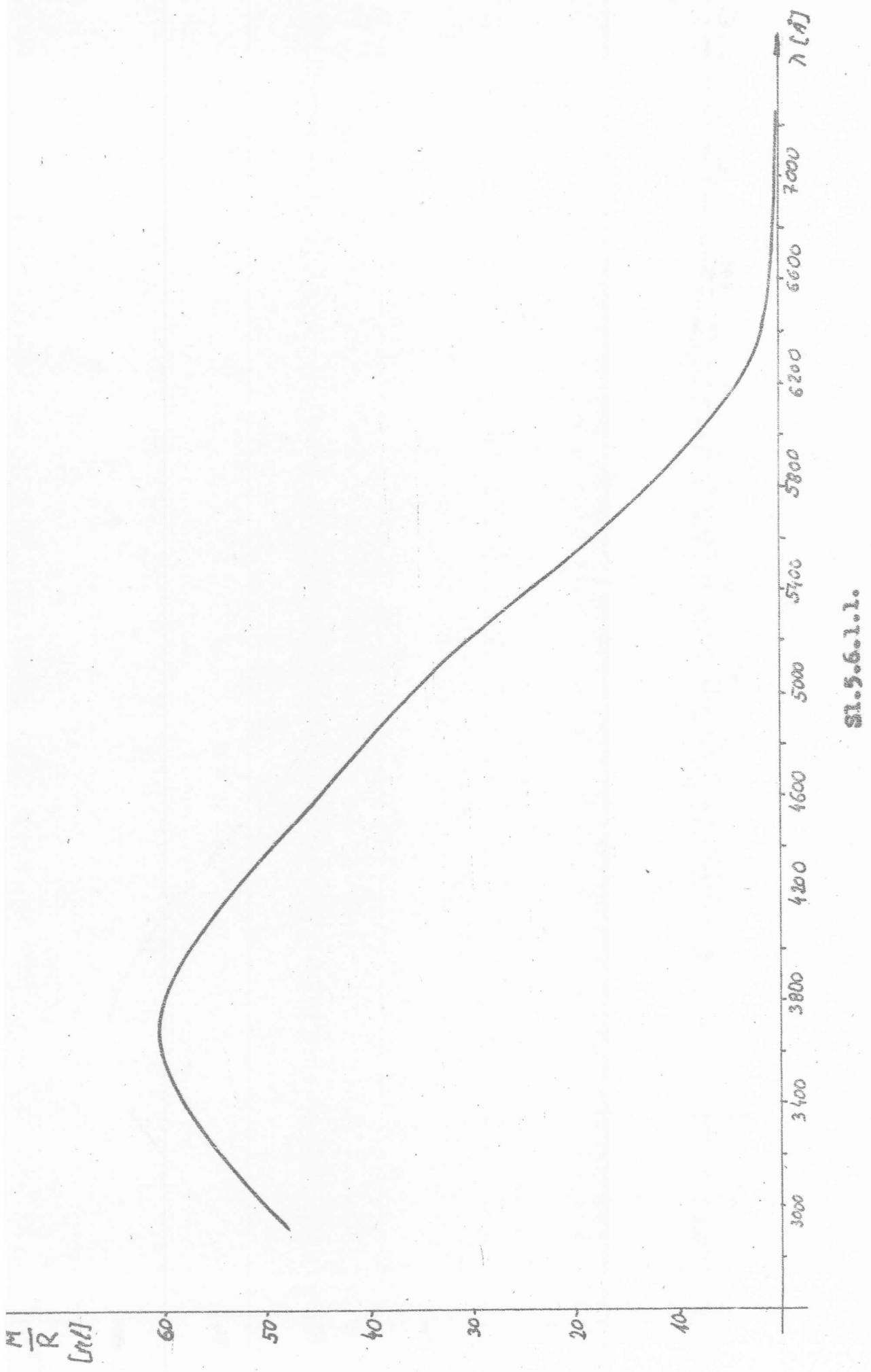


Sl. 5.6.1.1.

Za argonovu liniju 4158,59 Å je M/R = 54,5.

Intenziteti ostalih linija se množe sa faktorom $g = 54,5/x$

Kod linijsa kod kojih su korišćeni filtri i taj faktor se mora uzeti u obzir.



$$I' : 100 = J' : x$$

ili

$$I' = \frac{100}{x} J'$$

gde je I' intenzitet linije kada nema filtra, a J' intenzitet kada je korišćen filter. Znači da bi se dobio prvi intenzitet potrebno je izmerenu vrednost pomoću planimetra pomnožiti još i sa faktorom

$$f = \frac{100}{x}$$

gde je x - postotak propuštanja filtra. Za one linije kod kojih filter nije korišćen faktor $f = 1$.

Prema svemu ovome ukupan intenzitet linije iznosi

$$I = Q f J$$

gde je J intenzitet dobijen pomoću planimetra.

5.6.2. Izmerene vrednosti elektronske temperature

Svi potrebnii podaci za određivanje elektronske temperature plazme dati su u tabeli 5.6.2.1.

Grafici sa kojih je određivana elektronska temperatura prikazani su na slici 5.6.2.1., a dobijene vrednosti na ovaj način određene temperature date su u tabeli 5.6.2.2.

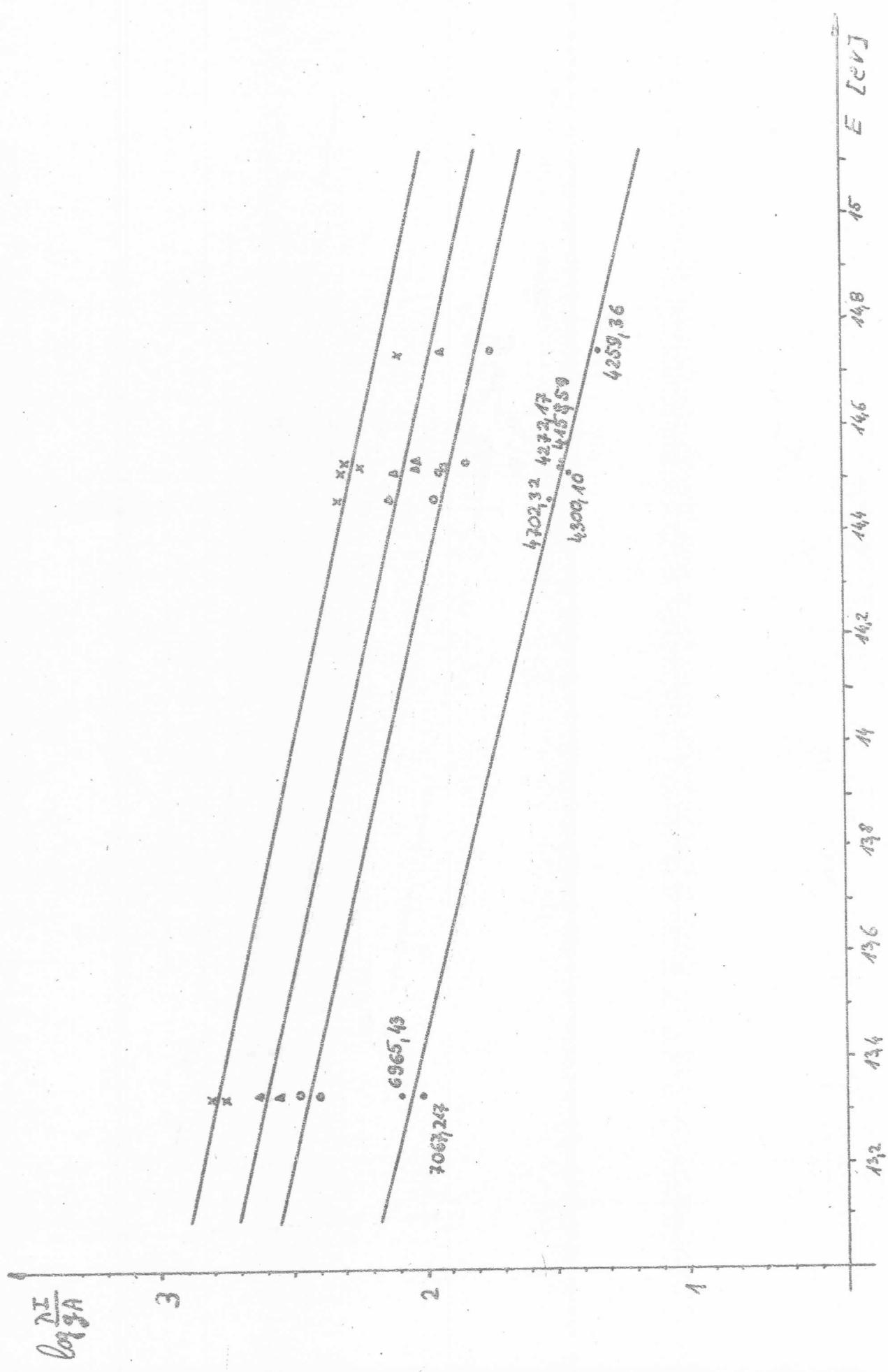
Tabela 5.6.2.2.

oznaka na grafiku	Jačina struje A	Temperatura K
•	8,5	10200
○	15,5	10800
△	20,0	11100
X	25,7	11300

Tabela 5.6.2.1.

$\lambda [\text{\AA}]$	7067,217	6965,430	4702,320	4300,100	4272,170	4259,360	4158,590
$E [\text{eV}]$	13,33	13,33	14,46	14,51	14,52	14,74	14,53
Jaglöse struktur [A]	q	412,77	353,89	1,2674	1,0541	1,0381	1,0381
5	3	5	3	1	1	1	1
6	8	6	8	5	5	5	5
20,0	f	k·l	1	0,920	1	0,950	1
15,5	f	k·l	1	0,690	1	0,950	1
8,5	f	k·l	1	0,575	1	0,950	1

31.5.6.2.2.



5.7. ODREĐIVANJE ELEKTRONSKЕ KONCENTRACIJE

Širine spektralnih linija usled Stark-ovog efekta u plazmi proporcionalne su prvom stepenu elektronske koncentracije. Zbog toga je za teorijsko izračunavanje širina spektralnih linija potrebno znati elektronsku koncentraciju u plazmi. Međutim u ovom radu, elektronska koncentracija određivana je upoređujući poluširine eksperimentalnih profila linija H_{α} i H_{β} sa teorijskim.

Na osnovu teorije /17/ nacrtaju se profili određenih linija i izmere njihove poluširine. Na osnovu tih vrednosti dobijeni su grafici predstavljeni na slikama 5.7.1. i 5.7.2. na kojima je data zavisnost koncentracije N u funkciji poluširine linijsa $\Delta\lambda$. Posebno su dati grafici za H_{α} i za H_{β} linijsu.

Sada se sa eksperimentalnog profila linije odredi vrednost polu širine i sa odgovarajućeg grafika pročita koliko iznosi elektronska koncentracija.

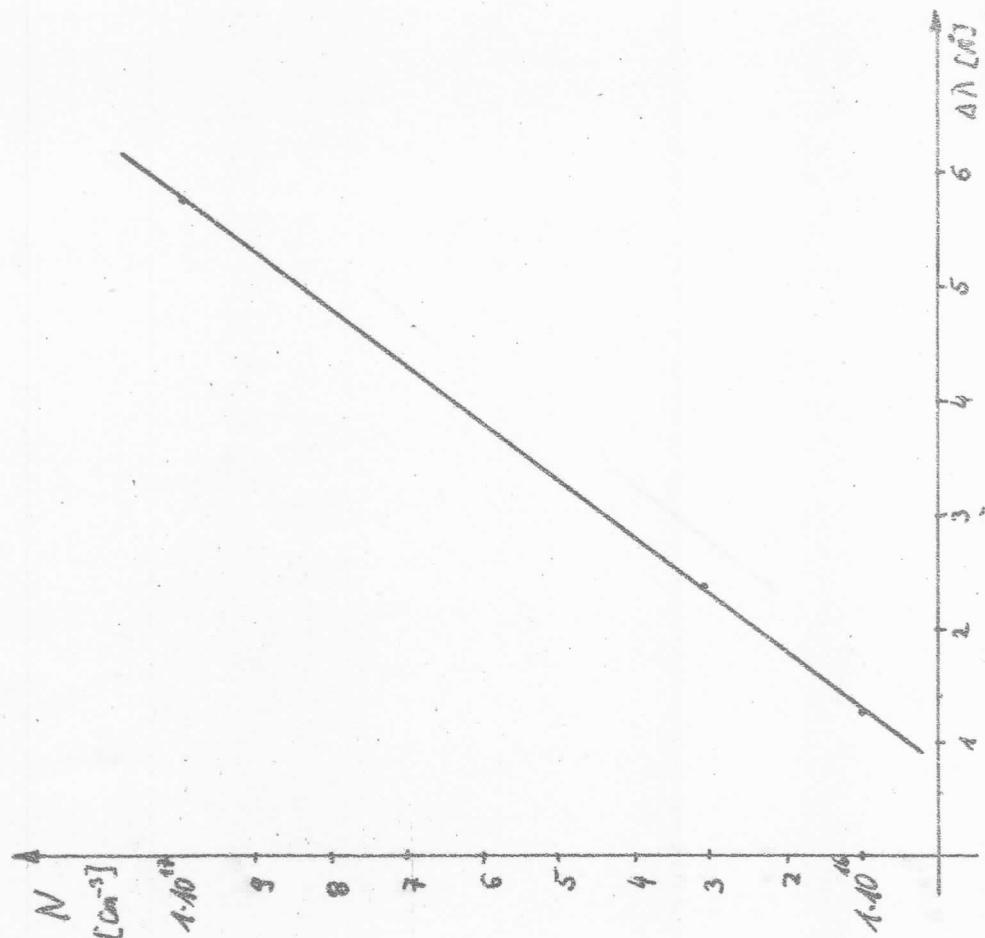
Dobijene vrednosti elektronskih koncentracija u funkciji poluširina linijsa H_{α} i H_{β} date su u tabeli 5.7.1.

Tabela 5.7.1.

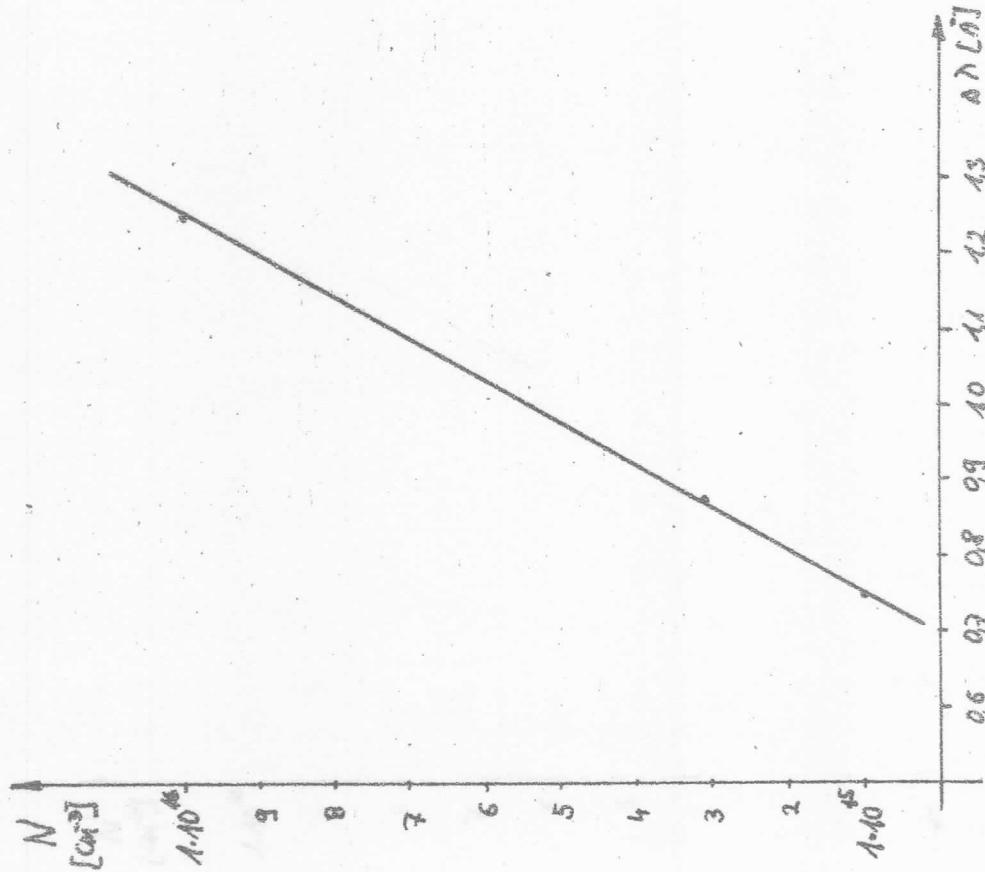
$H_{\alpha} \quad \lambda = 6562,81 \text{ \AA}$	$H_{\beta} \quad \lambda = 4861,33 \text{ \AA}$		
$N \quad [\text{cm}^{-3}]$	$\Delta\lambda \quad [\text{\AA}]$	$N \quad [\text{cm}^{-3}]$	$\Delta\lambda \quad [\text{\AA}]$
$3,25 \cdot 10^{16}$	2,42	$8,50 \cdot 10^{15}$	8,5
$4,45 \cdot 10^{16}$	3,04	$2,10 \cdot 10^{16}$	12,9
$5,55 \cdot 10^{16}$	3,54	$2,85 \cdot 10^{16}$	16,3
$7,10 \cdot 10^{16}$	4,30	$3,60 \cdot 10^{16}$	19,7

Na slici 5.7.3. data je zavisnost elektronske koncentracije od jačine struje za H_{α} i H_{β} linijsu.

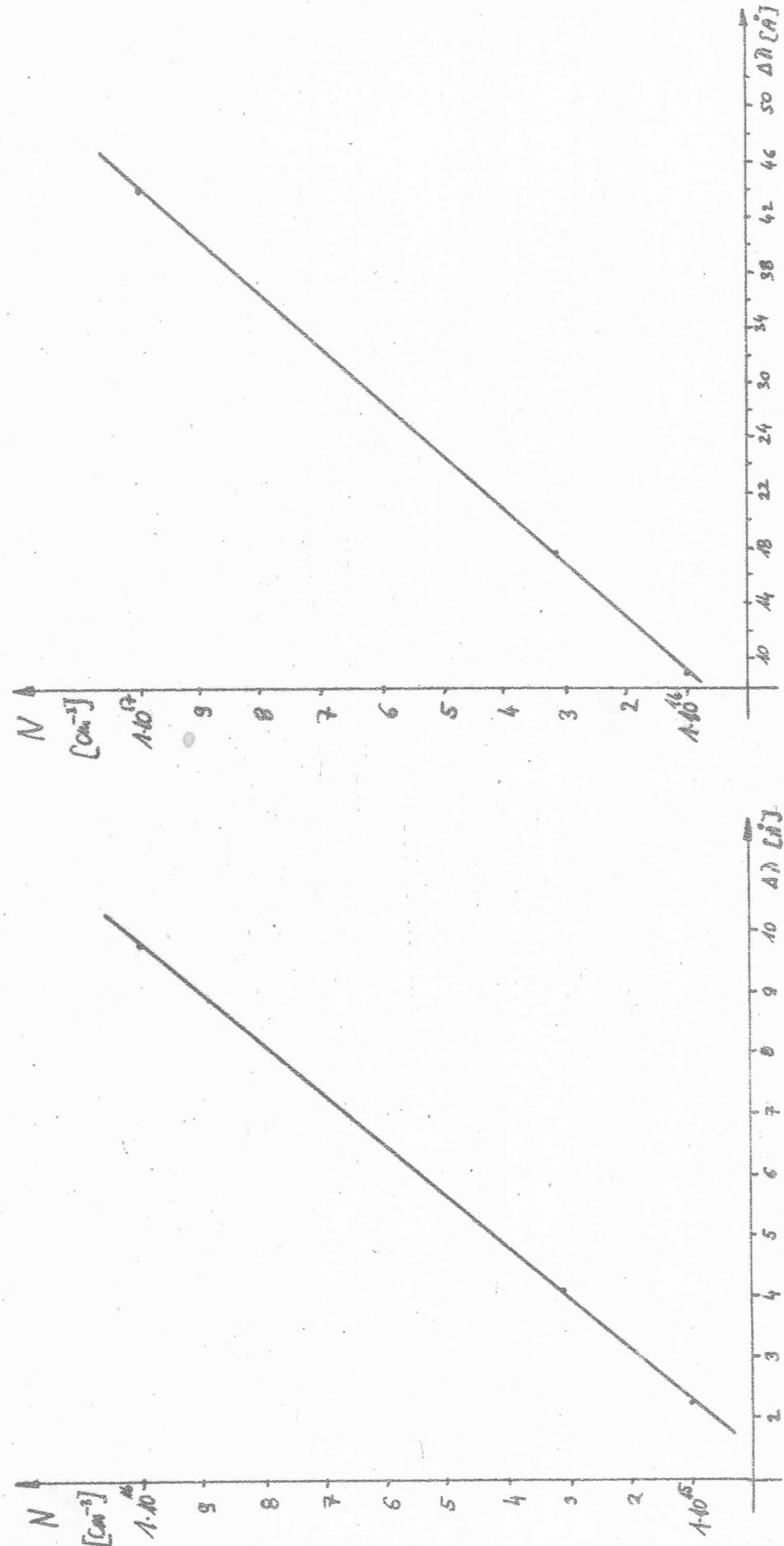
H_{α} $\lambda = 6562, \text{Å}$



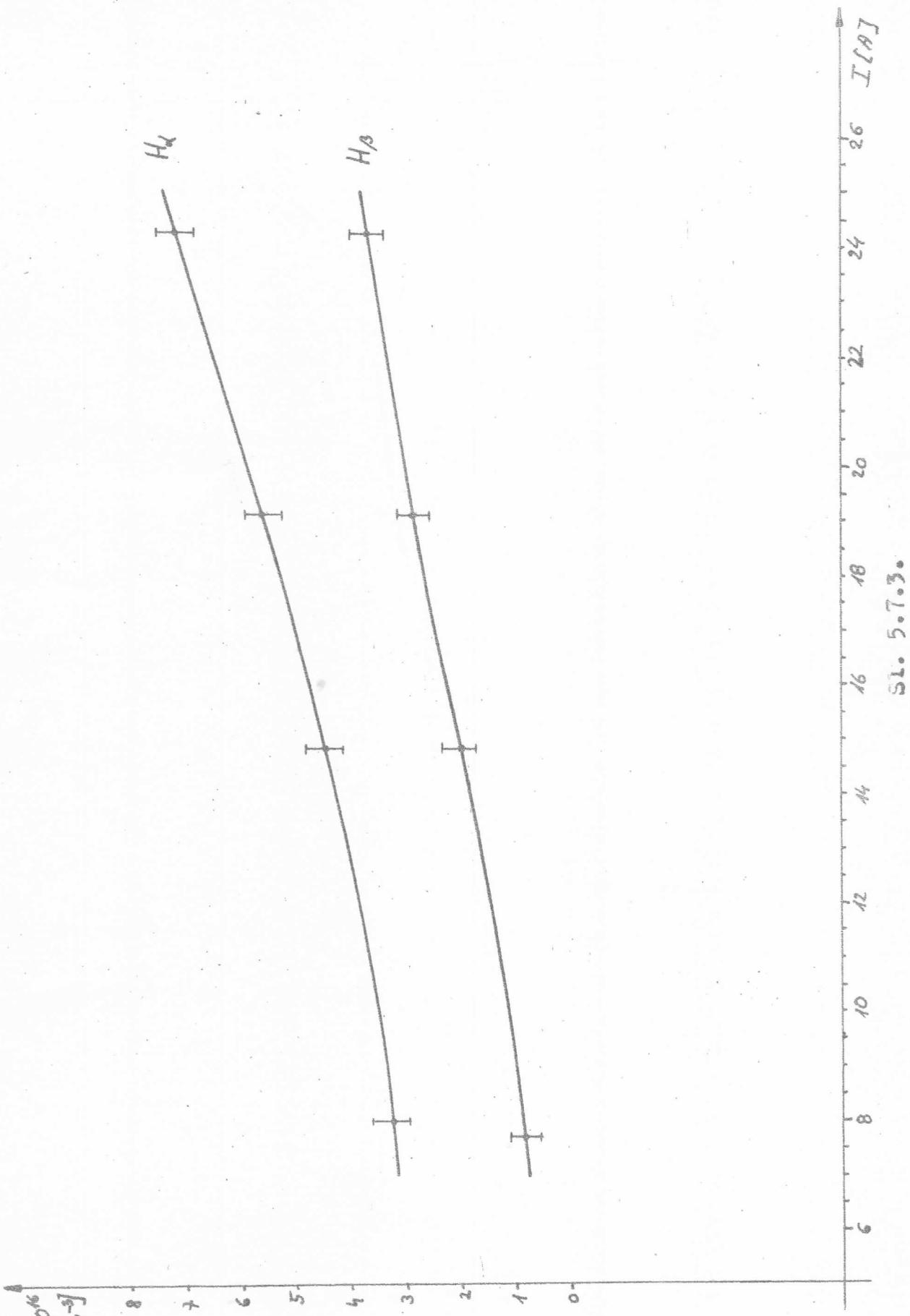
SL. 3.7.1.



$H_3 \quad \lambda = 4861,33 [\text{\AA}]$



32.5.7.2.



5.8. UPOREDJIVANJE EKSPERIMENTALNO DOBIJENIH VREDNOSTI TEMPERATURE SA TEORIJSKIM

Pošto su odredjene elektronske koncentracije za H_{α} i H_{β} linije, moguće je iz tabele /22/ pročitati teorijske vrednosti temperature za odredjene koncentracije. U tim tablicama date su elektronske temperature izračunate pomoću Saha jednačina.

Pošto se razlikuju vrednosti koncentracija H_{α} i H_{β} razlikovaće se i teorijske vrednosti temperatura. Na slici 5.8.1. date su teorijske i eksperimentalne vrednosti temperaturne u zavisnosti jačine struje.

SL.5.0.1.



Z A K L J U Č A K

U ovom radu kao izvor plazme korišćen je stabilisani električni luk zbog svojih dobrih osobina kao što su kontinualni režim rada, stabilnost u toku rada i reproducibilnost.

Pre početka svih merenja vršeno je probno ispitivanje sa ciljem da se utvrdi pri kojim protocima argona luk najbolje radi (100 l/h glavni protok argona i 80 l/h protok argona kroz raspršivač). Pri ovakvim uslovima u luku se nalazilo 4,15 % vodonika u odnosu na argon.

Predmet ispitivanja bile su vodonikove linije H_{α} i H_{β} jer se one koriste kao standardi za određivanje koncentracije plazme, mereći njihove poluširine.

U ovom slučaju nisu dobijeni čisti Stark-ovi profili, već profili na koje utiče i Doppler-ov efekat. Zbog toga je upoređivanje eksperimentalnih profila vršeno sa teorijom /17/ koja uzima u obzir i Doppler-ov efekat.

Uporedjivanjem celokupnog profila H_{α} i H_{β} linija u odnosu na teorijske, nadjeno je kod obe linije neslaganje u centralnom delu i na krilima. Za H_{α} liniju u centralnom delu to neslaganje nije veliko, dok je za H_{β} liniju nešto veće. Ovo neslaganje za H_{β} liniju sa teorijskim profilom u centralnom delu dolazi otuda što teorija pretpostavlja da joni miruju, dok se oni ipak kreću ali znatno sporije od elektrona.

Elektronske temperature merene su preko relativnih intenziteta argonovih linija i kretala su se u intervalu od 10200 do 11300 $^{\circ}\text{K}$. Procenjena greška pri određivanju temperatura nije bila veća od 2 %.

Elektronska koncentracija kretala se u intervalu od $8,5 \cdot 10^{15}$ do $3,6 \cdot 10^{16}$ prema poluširinama H_{β} linije. Pri određivanju koncentracije iz poluširina H_{α} linija javila se greška oko 100 % u odnosu na vrednosti dobijene preko H_{β} linije.

Prema tome teorija za H_{α} liniju nije dobra jer se prave dosta velike greške pri određivanju elektronske koncentracije iz poluširina.

U daljem radu trebalo bi nezavisno meriti elektronske koncentracije i onda ih porediti sa vrednostima dobijenim preko poluširina H_{α} i H_{β} linija.

LITERATURA

1. Lorentz H. A., Proc. Acad. Sci. Amsterdam 8, 591 (1906)
2. Lenz W., Z. Physik 25, 299 (1924)
3. Weisskopf V., Z. Physik 75, 287 (1924)
4. Lindholm E., Ark. Mat. Astron. Fysik 28B, 3 (1941)
5. Baranger M., Phys. Rev. 111, 494 (1958)
6. Kolb A. C. and Griem H. R., Phys. Rev. 111, 514 (1958)
7. Sobeljman I. I., Vedenije v teoriju atomnih spektrov (1963)
8. Anderson P. W., Phys. Rev. 16, 647 (1949)
9. Holtsmark J., Ann. Physik (4) 58, 577 (1919)
10. Griem H. R., Kolb A. C. and Shan K. Y. Phys. Rev. 116, 4 (1959)
11. Griem H. R., Astrophys. J. 152, 883 (1969)
12. Čandrasekar S., Stoha stičeskie problemi fiziki i astronomii IL (1947)
13. Griem H. R., Plasma spectroscopy (McGraw - Hill Book Co., New York, 1964)
14. Unsöld A., Physik der Sternatmosphären (Springer Verlag Berlin 1955)
15. Purić J., Ispitivanje Stark-ovog širenja i poseranja spektralnih linija neutralnih atoma i jona u plazmi - doktorska disertacija (1972)
16. Wiese W. L., Smith H. W. and Miles B. M., Atomic transition probabilities Institute for Basic Standards Washington D. C. (1969)
17. Vidal C. R., Cooper J. and Smith E.W. Hydrogen Stark - broadening tables (1972)
18. Kelleher D. E. and Wiese W. L., Observation of ion Motion in Hydrogen Stark profiles (1970)
19. Wiese W. L., Kelleher D. E. and Pagette D. R., Detailed Study of the Stark Broadening of Balmer lines in a High - Density Plasma (1970)
20. Griem H. R., Phys. Rev. 173, 317 (1963)
21. Griem H. R., Proc. of the Vth Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Munich (North - Holland Publ. Co. Amsterdam 1962)
22. Drellishak K. S., Knopp C. F. and Alibulent Cambel Gas Dynamics Laboratory Northwestern University Evanston Illinois Nu - 6 DL Report A-3-62 (1962)

23. Allen C. W., *Astrophysical Quantities* (Ashlone Press, London 1963)
24. Griem H.R. , Kolb A. C. and Shen K. Y., *Astrophys. J.* 155, 272 (1962)
25. Kepple P. and Griem H. R., *Phys. Rev.* 173, 317 (1968)
26. Konjević N., Širenje spektralnih linija u plazmi Predavanje na kongresu Matematičara, Fizičara i Astronoma Jugoslavije Ohrid (1970)
27. Striganov A. R., Cveticicki N. S., Tablice spektralnih linija nejtralnih i ionizovanih atomov (1966)

