

2. XII. 1983

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ

ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

ИНСТИТУТ ЗА ФИЗИКУ

Година:	Број	Важност
Орг. јединица:	Број	Важност
03	10/56	

MIJATOVIĆ ZORAN

RADIJALNA RASPODELA ELEKTRONSKE TEMPERATURE I

KONCENTRACIJE U T-CEVI

- Diplomski rad -

NOVI SAD 1983.

Rad je rađen pod rukovodstvom
Dr. Miroslava Pavlova, kome se zahvalju-
jem na svesrdnoj pomoći tokom eksperi-
menta i u pisanju rada.

Takođe veliku zahvalnost i-
zražavam Mr. Stevici Đuroviću čija mi
je pomoć bila dragocena.

SADRŽAJ

UVOD	I
------------	---

GLAVA I

1. 1. AGREGATNO STANJE PLAZME	1
1. 2. ELEMENTARNI PROCESI U PLAZMI.....	4
1.2.1.Ekscitacija.....	4
1.2.2.Jonizacija	5
1.2.3.Zahvat elektrona i izmena naelektrisanja	6
1.2.4.Rekombinacija	7
1.2.5.Kinematika elementarnih procesa	7
1. 3. KARAKTERISTIKE I PARAMETRI PLAZME	9
1.3.1.Princip detaljne ravnoteže	10
1.3.2. Jednačina Saha	12

GLAVA II

2. 1. ZRAČENJE PLAZME I PROCESI ZRAČENJA	16
2.1.1.Zakočno zračenje	17
2.1.2.Rekombinaciono zračenje	18
2.1.3. Linijski spektri	18
2. 2. MODELI PLAZME	20
2.2.1.Model lokalne termodinamičke ravnoteže	20
2.2.2. Stacionarni koronalni model	23
2.2.3. Sudarno radijativni model	24
2.2.4. Model delimične termodinamičke ravnoteže	25

GLAVA III

3. 1. T-CEV KAO IZVOR PLAZME	26
3. 2. Gasni sistem	29
3. 3. Električni sistem	30
3. 4. Merni sistem	34

GLAVA IV

4. 1. Odredjivanje elektronske temperature.....	37
4. 2. Odredjivanje elektronske koncentracije.....	43
PRIKAZ REZULTATA RADA I ZAKLJUČAK	47
LITERATURA	53
ISPRAVKE	54

U V O D

U dijagnostici plazme, pod kojom se podrazumeva odredjivanje pojedinih parametara plazme, koriste se različite metode. Koja će se metoda u eksperimentalnom radu koristiti zavisi od toga koji se parametri plazme žele odrediti i od toga kakav je sastav plazme, odnosno od kog gasa je dobijena plazma. Kod merenja elektirčnih i magnetnih veličina se primenjuje metod sondiranja (tzv. elektirčne i magnetne sonde).

Mikrotalasna dijagnostika se koristi na dva načina: u proučavanju mikrotalasnog zračenja (frekvence ovog zračenja se kreću u intervalu od 10^8 - 10^{11} Hz) spoljašnjeg zračenja koje je propušteno kroz plazmu i proučavanju mikrotalasnog zračenja koje emituje sama plazma.

Optička i laserska interferometrija ima velikih prednosti u odnosu na mikrotalasnu dijagnostiku jer se za rad mogu izabrati vrlo uzani snopovi zračenja, lakše je rukovati izvorima vidljive svetlosti nego izvorima mikrotalasa što je pogotovo izraženo pri korišćenju lasera.

U ovom radu se koristi metod koji nije specifičan samo za plazmenu spektroskopiju, već ima široku primenu u izučavanju atomskih i molekulskih spektara, to je tzv. spektroskopski metod, koji se svodi na analizu profila linija karakterističnih za atome u plazmi i na proučavanje radiacionog kontinuuma. S obzirom da je zadatak ovog rada računanje elektronskih koncentracija i temperatura za različite položaje u cevi za pražnjeneće, vredi spomenuti da postoji nekoliko načina računanja ovih parametara iz spektroskopskih podataka. Za odredjivanje elektronske temperature koriste se sledeće metode: iz odnosa intenziteta linija, iz relativnog intenziteta linije, iz nagiba kontinuuma, a u ovom radu je korišćen metod odnosa intenziteta linije i kontinuuma koji je podrobniјe opisan u IV glavi. Za odredjivanje elektronske koncentracije se koristi metod koji bazira na širini linije kao posledice Štarkovog širenja. Ovaj metod je takođe opisan u IV glavi.

Pri radu sa vodonikovom plazmom najzahvalnije je raditi sa dobro poznatim linijama, u smislu poznavanja uticaja Šarkovog efekta na širinu tih linija za šta postoji dobro razradjena i u praksi potvrđena teorija, a to su H_{α} linija (prelaz $3^2D_{3/2,5/2} \rightarrow 2^2P_{1/2,3/2}$, $\lambda = 656,3$ nm) H_{β} linija (prelaz $4^2D_{3/2,5/2} \rightarrow 2^2P_{1/2,3/2}$ $\lambda = 586,1$ nm) i H_{γ} linija (prelaz $5^2D_{3/2,5/2} \rightarrow 2^2P_{1/2,3/2}$, $\lambda = 434,0$ nm).

U ovom radu je snimana H_{β} linija koja se u praksi pokazala kao najzgodnija za istovremeno određivanje elektronske temperature i koncentracije.

Prve dve glave su posvećene nakim opštim zakonitostima, procesima i karakteristikama plazme, kao i osvrt na neke modele plazme koji se najčešće koriste, sa širim pristupom modelu LTR na osnovu kog se vrše sva proračunavanja.

Drugi deo obuhvata uže područje koje je vezano za sam eksperimentalni rad i sadrži opis izvora plazme i opis metode rada i računanja elektronske koncentracije i temperature.

Kao poseban deo je izdvojen prikaz rezultata njihova diskusija.

GLAVA I

Fizika plazme danas predstavlja jednu od vodećih fizičkih disciplina. Iako se na Zemlji stanje plazme retko sreće, ceni se da je u svemiru oko 90% materije u stanju plazme. S te strane fizika plazme ima veliki značaj u astrofizici i izučavanju svemira. S druge strane, tim proučavanjima stiču se nova saznanja o procesima u zvezdama, tzv. interstelarnoj plazmi gde se odigravaju termonuklearne reakcije, odnosno fuzija lakih jezgara. Ostvarivanje kontrolisanje fuzije na Zemlji u laboratorijskim uslovima, omogućilo bi rešenje energetske krize u svetu za dugi niz godina.

Stoga proučavanje ovog stanja materija ima orgoman značaj u razvoju nauke, tehnike i energetike.

1. 1. Agregatno stanje plazme:

Materija se na Zemlji najčešće javlja u tri agregatna stanja: čvrstom, tečnom i gasovitom. Zbog toga su ova tri oblika nalaženja materija i najbolje proučena. Svako ovo stanje predmet je posebne fizičke discipline.

Svako stanje materije se prvenstveno karakteriše uredjenošću (uredjenost nekog sistema se može pretstaviti preko entropije tog sistema), i srednjom energijom po čestici. U kristalima, tj. čvrstom stanju, postoji maksimalna uredjenost u odnosu na ostala stanja. Motivi su lokalizovani u rogljevima kristalne rešetke i osciluju oko ravnotežnih položaja, usled posedovanja termalne energije. Energije koje imaju čestice na slobodnoj temperaturi pri tom kretanju je reda 10^{-2} eV, što nije dovoljno da čestica (molekul, atom, jon) napusti svoj položaj, tj. da se izvrši fazni prelaz čvrsto-tečno stanje. Međutim, ako kristalu dovodimo energiju (npr. zagrevanjem), energije čestica se povećavaju i u jednom trenutku čestice imaju dovoljnu energiju da napuste svoje položaje u kristalu (kinetička energija čestica tada postaju veće od kohezione energije kojom su one vezane u kristalu).

Ovo novo stanje će se očigledno karakterisati većom neusrednošću zbog otsustva vezivnih interakcija koje postoje u kristalima. Takodje je i srednja energija po čestici veća i iznosi oko 10^{-1} ev, dok je koheziona energija deleko manja nego u čvrstom stanju.

Ako se ovom sistemu i dalje dovodi energija (dalje se zagreva) doći će do novog prelaza, tečno-gasovito stanje, isparavanjem tečnosti. Obično se kaže da je gasovito stanje potpuno neuredjeno stanje, kretanje čestic je potpuno haotično. Uzrok tome je vrlo mala koheziona energija, odnosno slaba interakcija medju česticama, koje se najčešće svodi na interakciju u sudarima posredstvom medjumolekulskih sila, koje su kratkog dometa. Srednja energija po čestici u ovom stanju je reda leV.

Može se zaključiti da se pri prelazu iz jednog u drugo agregatno stanje, energija po čestici menja za faktor 10. Na osnovu toga se može pretpostaviti da bi se pri energiji od 10 eV javilo novo agregatno stanje. To se stvarno pri tim energijama i dogadja. Tada se materija pojavljuje u agregatnom stanju plazme. Na Zemlji je ovo stanje retko i prirodno se javlja najčešće u obliku polarne svetlosti, jonsfere, munje. Znači zagrevanjem gasa, ovaj se može prevesti u plazmu. Zagrevanjem gasa kinetička energija čestica se povećava, a kao posledica toga se pojavljuju sudari druge vrste. Naime, u gasu postoji samo elestrični sudari-sudari prve vrste, a u plazmi se javljaju i neelastični sudari koji dovode do ekscitacije i ionizacije atoma-sudari druge vrste. Posebno je za prelaz gas-plazma značajan proces ionizacije. Pri tom procesu dolazi do "otkidanja" elektrona iz atomskega omotača, pri čemu elektron postaje slobodan (slobodan u smislu da na njega ne deluju sile koje deluju umutar atoma). Ova energija koju je potrebno dovesti elektronu naziće se energija ionizacije i definiše se kao energija koju je potrebno saopštiti atomu da bi se njegov jedan elektron udaljio od jezgra u beskonačnost.

Ta energija odgovara temperaturi gasa od oko 100000K, ali i pri nižim temperaturama je ovaj proces moguć s obzirom da u repu Maksvelove raspodele postoji izvestan broj atoma sa dovoljnom energijom za ionizaciju.

Osim ionizacije u plazmi postoji i inverzan proces-rekombinacija, tj. zarobljavanje elektrona u atom. Posle vrlo kratkog vremena se ova dva pwocesa uravnoteže i uspostavlja stacionarno stanje dinamičke ravnoteže, u kom je broj aktova ionizacije jednak broju aktova rekombinacije.

Vidi se iz prethodnog da se u plazmi javlja jedna nova karakteristika, a to je postojanje jona i slobodnih elektrona. Zbog toga što su obe ove vrste čestica nanelektrisane u plazmi se javlja dodatna interakcija-elektromagnetska interakcija, po čemu se ovo stanje bitno razlikuje od običnog gasa. U plazmi postoji značajno mikroskopsko elektromagnetsko polje koje se vrlo brzo menja sa vremenom i od tačke do tačke, a svojom Lorencovom silom utiče na kretanje elektrona i jona. Izmedju svih nanelektrisanih čestica, pa tako i u ovom slučaju, deluje Kulonova sila koja spada u dugodometne sile (potencijal ove sile opada sarastojanjem po zakonu r^{-1}). Druga karakteristika ove sile je da ona može istovremeno da deluje izmedju više nanelektrisanih čestica. To dovodi do pojave kolektivnih interakcija u kojima učestvuje više čestica, za razliku od običnog gasa gde postoje samo parne ili binarne interakcije. Postojanje kolektivnih interakcija ne isključuje parne interakcije, jer osim Kulonove sile u plazmi deluju i druge sile.

Na osnovu svega prethodnog može se dati definicija plazme: sistem nanelektrisanih čestica biće plazma, jedino ako se njegovo fizičko ponašanje određuje kolektivnom interakcijom zasnovanom na Kulonovim silama.

Nukleoni u jezgru atoma čine sistem nanelektrisanih čestica izmedju kojih postoji kolektivna interakcija, ali oni neće biti plazma jer ta kolektivna interakcija nije zasnovana na Kulonovoj interakciji. Iz istih razloga ni kod jonskih kristala nemamo plazmu, iako postoji kolektivna fononska interakcija, ali koja nije posledica Kulonove interakcije.

S druge strane, sistem slobodnih elektrona u metalu, nosioci nanelektrisanja u poluprovodnicima će biti plazma.

1. 2. Elementarni procesi u plazmi

Pod elementarnim procesima u plazmi se podrazumevaju sudari medju stonima, jonima, elektronima i fotonima. U daljem tekstu će biti detaljnije obradjeni najvažniji procesi u plazmi: ekscitacija, formiranje jona, rekombinacija i kinetika tih procesa.

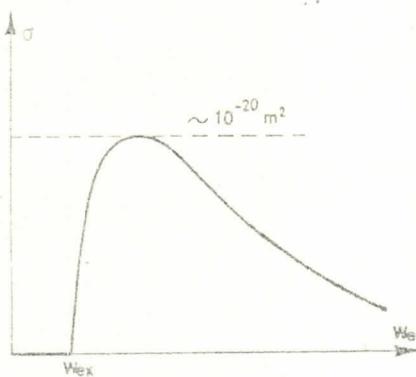
1. 2. 1. Ekscitacija

Ekscitacija je proces pri kom se kvantiran sistem prevodi iz stanja sa nižom energijom u stanje sa višom energijom. U atomu to znači da se elektron prebacuje iz osnovnog u neko pobudjeno stanje više energije. Očigledno, da je za ovaj proces atomu potrebno dovesti energiju koja je dovoljna da elektron prebaci na viši nivo. Ta energija je energija eksitacije i ona se može saopštiti atomu u sudaru atoma se nekom drugom česticom. Ta druga čestica može biti atom, elektron, foton, ion, molekul. Prva tri procesa se mogu prikazati sledećim šemama respektivno:

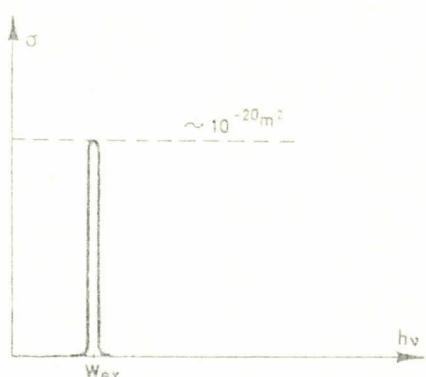


gde je A oznaka za atom, A^* za pobudjeni atom, e elektron, a $h\nu$ za foton.

Presek, kojim se karakteriše verovatnoća sudara, za prvi proces je u laboratorijskim uslovima zanemarljiv. Za druga dva procesa presek je dat grafički na sl. 1.2.1 i sl. 1.2.2. Pobudjeni atom teži da se iz pobudjenog stanja vrati u osnovno. To se najčešće vrši radijativnim prelazom (interakcija inverzna interakciji po šemi (1.2.3.)). Za takav prelaz se kaže da je dozvoljen (postoji relativno velika verovatnoća za taj prelaz), a vreme žitova tog stanja je relativno kratko $\approx 10^{-8}$ s.



sl. 1.2.1.



sl. 1.2.2.

Ako je verovatnoća prelaza iz pobudjenog u osnovno stanje mala, odnosno prelaz je zabranjen, stanja su dugoživuća $\approx 10^{-5}$ s, a za takve nivoe kaže se da su metastabilni. Prelazi se onda vrše drugim mehanizmima, najčešće po šemama inverznim šemama (1.2.1.) i (1.2.2.). Mogući su i drugi mehanizmi a posebno su značajni oni koji dovode do jonizacije:



A^M je oznaka za atom u metastabilnom stanju, A^+ je oznaka za jon, a B za atom vrste B.

1.2.2. Jonizacija

Osim gore spomenutih procesa, mogući proces jonizacije su i sledeći:

Proces termalne jonizacije:



pri kom kinetička energija čestica u sistemu centra mase treba da bude veće od energije ionizacije atoma. Ovaj proces nema većeg značaja u laboratorijski dobijenim plazmama, ali je dominantan na zvezdama.

Fotojonizacija:



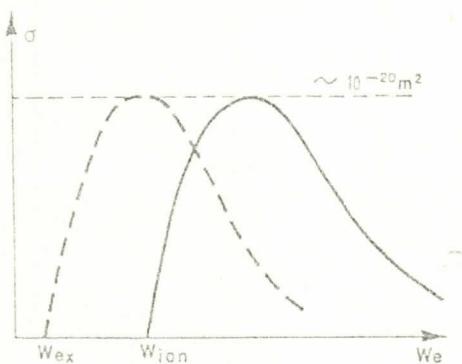
dešava se pri apsorpciji fotona čija je energija veća od ionizacione energije atoma A.

Neelastičan sudar sa elektronom:

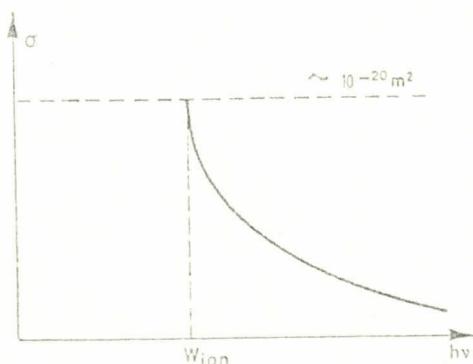


(1. 2. 9.)

Preseci za poslednja dva procesa prikazani su grafički na slikama (1.2.3.) i (1.2.4.).



sl. 1.2.3.



sl. 1.2.4.

Očigledno je presek za fotojonizaciju sasvim drugičiji od preseka za fotoeksitaciju. Uzrok tome je što fotojonizacija nerezonantan proces, dok je fotoeksitacija rezonantan proces.

Osim ovih procesa jednostrukog ionizacije, u plazmi su mogući i procesi višestruke ionizacije, ali naravno uz mnogo veće ulaganje energije. U zvezdama, zbog огромnih temperatura, atomi su oljušteni, tj. bez elektrona.

1.2.3. Zahvat elektrona i izmena nanelektrisanja

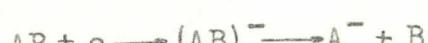
Atomi nekih gasova imaju tendenciju da osim postojećih elektrona u atomskom omotaču, vežu još jedan elektron. Takav proces u kom se to dešava se naziva zahvat elektrona. On se može odigrati po jednoj od tri sledeće šeme:



(1. 2. 10.)



(1. 2. 11.)



(1. 2. 12.)

Prva šema je šema radijativnog zahvata, druga trojnjog zahvata, a treća disocijativnog zahvata.

U plazmi su značajni i procesi izmene nanelektrisanja:



U oba ova procesa jedan elektron iz valentne ljsuske atoma B prelazi na jon A^+ ili A^{++} . Ako su A i B jednorodni atomi proces je rezonantan, a u suprotnom nije.

1. 2. 4. Rekombinacija

Svi napred nabrojani procesi od 1.2.4. do 1.2.14. imaju svoje inverzne procese, koji zajedno čine proces rekombinacije. Jonizacija i rekombinacija su konkurentni procesi, tako da je tom konkurentnošću odredjeno krajnje stanje joničije plazme. Za gasnu plazmu najznačajniji su sledeći procesi rekombinacije:

radijativna rekombinacija:



i ternerna (trojna) rekombinacija:



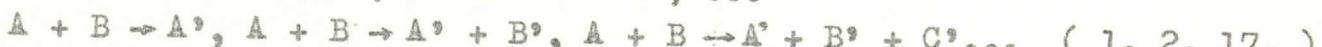
Elektron, sa kojim se jon rekombinuje, unosi u novoformirani atom svoju kinetičku energiju, koje se atom mora osloboditi. U procesu (1.2.15.) ta energija se oslobadja emisijem fotona, čija je maksimalna talasna dužina

$\lambda_{\max} = ch/W$ jon (kad je kinetička energija elektrona jednaka nuli), a drugom slučaju višak energije odnosi treći elektron.

1. 2. 5. Kinematika elementarnih procesa

U plazmi se istovremeno može odigravati više procesa. Pri tom se, u opštem slučaju, koncentracije različitih čestica mogu menjati. Cilj kinetike tih procesa je da nadje vremensku zavisnost promene tih koncentracija.

Jednočestični, dvočestični i tročestični procesi se mogu predstaviti sledećim šemama:



Osnovna karakteristika vezana za kinematiku elementarnih procesa je brzina reakcije, koja se definiše kao promena koncentracije sa vremenom $\frac{dN}{dt}$, gde indeks označava da se radi o česticama vrste a. Brzina reakcije je srazmerna koncentraciji odredjene vrste čestica. Tako za jednogčestične procese možemo pisati:

$$\frac{dN_a}{dt} = -kN_a \quad (1. 2. 17.)$$

za dvočestične:

$$\frac{dN_a}{dt} = -kN_a N_b \quad (1. 2. 18.)$$

za tročestične:

$$\frac{dN_a}{dt} = -kN_a N_b N_c \quad (1. 2. 19.)$$

k pretstavlja koeficijent brzine reakcije i za dvočestične reakcije se može izračunati po formuli:

$$k = (\overline{\delta v}) = 4\pi \int_0^\infty v_{rel}^3 b(v_{rel}) f(v_{rel}) dv_{rel} \quad (1. 2. 20.)$$

koja se dobija iz molekusko-kinetičke teorije pri razmatranju dvojnih sudara. $b(v_{rel})$ je efikasni presek sudara u zavisnosti od relativne brzine, a $f(v_{rel})$ je verovatnoća da čestica ima baš tu brzinu.

Najčešće je u binarnim procesima zadovoljena jednakost $N_a = N_b$, pa se može pisati:

$$\frac{dN_a}{dt} = -kN_a^2 \quad (1. 2. 21.)$$

a posle integracije se dobija:

$$\frac{1}{N_a} = \frac{1}{N_a^0} + kt \quad (1. 2. 22.)$$

Ako čestice učestvuju u više procesa istovremeno, onda pri pisanju izraza za promene koncentracija tih čestica sa vremenom, treba uzeti u obzir sve te procese.

\bar{x} koncentracija čestica se definiše kao broj čestica u jedinici zapremine.

U slučaju da se uzimaju u obzir svi procesi koji se mogu odigravati u plazmi, može se napisati jedan opšti izraz za promenu koncentracije odredjene vrste čestica sa vremenom. Za to je potrebno poznavati sve procese koji se odigravaju kao i verovatnoće za odigravanje tih procesa. Takođe izraz može se napisati u sledećem obliku:

$$\frac{dN_n}{dt} = \sum_{m>n}^a (A_{mn} + B_{mn} U_{vmn}) N_m - \sum_{m<n}^a B_{nm} U_{vnm} N_m - \\ - \sum_{m<n}^a (A_{nm} + B_{nm} U_{vnm}) N_n - \sum_{m>n}^a B_{nm} U_{vnm} N_n + \left(\frac{dN_n}{dt} \right)_{\text{coll.}}$$

(1. 2. 23.)

gde prve dve sume opisuju povećanje populacije

N_n^a usled spontane i stimulisane emisije (opisanih Einstein-ovim koeficijentima A_{mn}^a i B_{mn}^a za $m > n$) i usled apsorpcije opisane Einstein-ovim koeficijentom B_{mn}^a za $m < n$, U_{vnm} je spektralna gustina zračenja. Druge dve sume opisuju smanjenje populacije usled istih procesa, a poslednji član uključuje sve kolizione procese.

Rešavanje ovog sistema diferencijalnih jednačina dobijaju se populacije N_n^a . U slučaju stacionarne plazme ($\frac{dN_n^a}{dt} = 0$) ovaj sistem se svodi na sistem algebarskih jednačina.

1. 3. Karakteristike i parametri plazme

Cilj analize plazme je kvalitativno određivanje karakterističnih veličina plazme, koji se nazivaju parametri plazme. Njih možemo podeliti u dve grupe: jednu grupu čine kvalitativni, a drugu grupu kvantitativni parametri.

U prvu grupu parametara spada sastav plazme. Pod tim se podrazumevaju vrste čestica koje čine plazmu: to mogu biti atomi, atomi jednostruko ionizovani, ekskitirani joni, dvostruko ionizovani atomi, elektroni, molekuli itd.

U drugu grupu parametara spadaju: temperatura, koncentracija elektrona i jona, specifična toplota, visoko-

znost topotna i električna provodljivost.

Kako su za ovaj rad značajne karakteristike temperatura i elektronska koncentracija, a s obzirom da je sastav plazme poznat (atomi H, joni H^+ i elektroni) o njima će biti i više reči.

Kada se govori o temperaturi, onda se mora naglasiti na koju se vrstu čestica odnosi ta temperatura. Naime, temperature različitih čestica ne moraju biti jednake što je najčešće i slučaj. Za plazmu kod koje se temperature različitih vrsta čestica razlikuju, kaže se da je neizotermna i definiše se parametar neizoternosti kao T_e / T_i , T_e je oznaka za temperaturu elektrona, a T_i za temperaturu jona). Kod izotermne plazme su temperature različitih vrsta čestica u svakoj tački jednake, s tim da mogu postojati gradijenti temperature.

Koncentracija čestica je ranije definisana. Ako se sa N_a obeleži koncentracija čestica vrste a, onda je koncentracija svih čestica data izrazom: $N = \sum_a N_a$. Odavde sledi da bi se zapremina plazme po jednoj čestici, mogla pretstaviti kao N^{-1} , a srednje rastojanje čestica kao $d = N^{-1/3}$, ako je zapremina oblika kocke. Na sličan način se za srednje rastojanje dve istorodne čestice dobije $d_a = N_a^{-1/3}$.

Ako su sve temperature jednake i ako ne postoje никакvi gradijenti temperature i koncentracije, plazma je u stanju termodynamičke ravnoteže i homogena je.

Sastav plazme, temperature i koncentracije njenih konstituenata utiču na preseke elementarnih procesa, tako da su i oni značajni parametri plazme.

1. 3. 1. Princip detaljne ravnoteže

Za plazmu se definiše stepen jonizacije kao odnos koncentracije ionizovanih atoma i početne koncentracije prvo bitno prisutnih atoma. Prepostavimo da u plazmi postoje samo atomi vrste a, njihovi joni a^+ i elektroni. Tada je stepen jonizacije:

$$X = \frac{N_{a^+}}{N_a^0} = \frac{N_e}{N_a^0}$$

(1. 3. 1.)

S obzirom da je ukupan broj čestica jednak zbiru teških čestica, tj. $N_a^0 = N_{a+} + N_a$, može se pisati:

$$N_a = N_a^0 - N_{a+} = N_a^0 (1 - X) \quad (1. 3. 2.)$$

Kombinujući poslednje dve jednačine, za odnos koncentracija jonizovanih i nejonizovanih atoma dobija se:

$$\frac{N_{a+}}{N_a} = \frac{X}{1-X} \quad (1. 3. 3.)$$

Da bi se izračunao stepen jonizacije, potrebno je poznavati konkretne uslove pod kojima se uspostavlja stanje jonizaciono-rekombinacione ravnoteže. U slučaju malopre pomenute plazme, u obzir dolaze sledeći procesi:



a prema jednačinama (1. 2. 17.) - (1. 2. 19.) za brzine direktnih i inverznih reakcija dobijamo:

$$W_1' = k_1' N_a^2 \quad W_1'' = k_1'' N_a N_e N_{a+}$$

$$W_2' = k_2' N_a \quad W_2'' = k_2'' N_e N_{a+} \quad (1. 3. 7.)$$

$$W_3' = k_3' N_a N_e \quad W_3'' = k_3'' N_e^2 N_{a+}$$

gde su konstantne proporcionalnosti ki funkcije samo temperature za date vrste čestica. Princip detaljne ravnoteže poštujeva da svaki mikroskopski proces ima svoj jednako verovatan inverzni proces, tj. brzine direktnih i inverznih procesa treba da budu jednakе i tada je sistem u stanju termodinamičke ravnoteže. U našem slučaju princip detaljne ravnoteže zahteva sledeće jednakosti:

$W_1' = W_1'', W_2' = W_2''$ i $W_3' = W_3''$, koji svi dovode do istog rezultata:

$$\frac{N_a^0 X^2}{1-X} = K(T) \quad \text{ili} \quad \frac{N_e N_{a+}}{N_a} = K(T) \quad (1. 3. 8.)$$

možemo uvesti pritisak plazme kao:

$$p = (N_a + N_{a^+} + N_e) kT = (1 + X) N_a^0 kT \quad (1. 3. 9.)$$

Izraz za pritisak $p=nkT$, strogo važi samo za idealan gas, međutim, sa zadovoljavajućom tačnošću se može primeniti i na plazmu u termodinamičkoj ravnoteži (Milić B. 1977g.)
Uslov (1. 3. 8.) tada postaje:

$$\frac{x^2}{1-x^2} \frac{p}{kT} = K(T) \quad (1. 3. 10.)$$

$K(T)$ je konstanta koja zavisi od temperature i atomskih konstantni učesnika reakcija. Njeno izračunavanje dovodi do jednačine Saha, jedne od osnovnih jednačina fizike plazme. $K(T)$ se može izračunati iz zahteva da slobodna energija sistema u stanju termodinamičke ravnoteže mora biti minimalna.

1. 3. 2. Jednačina Saha

Jednačina Saha će na ovom mestu biti izvedena za slabo neidealnu plazmu, za koju se može pretpostaviti da je unutrašnja energija $F \approx F_{id}$. Slabo neidealna plazma se definiše kao plazma u stanju termodinamičke ravnoteže kod koje se u Debye-ovoj sferi nalazi veliki broj čestica. Debye-va sfera je sfera poluprečnika r_d , gde je r_d tzv. Debye-ev radijus dat izrazom $r_d = \sqrt{\frac{e k T_e}{e^2 N_e}}$. Debye-eva sfera se definiše kao sfera u kojoj svaka čestica plazme interaguje samo sa česticama unutar sfere opisane oko nje. Uslov da se u Debye-evoj sferi nalazi veliki broj čestica je praktično uvek ispunjen ako je plazma blizu termodinamičke ravnoteže.

Za statističku sumu plazme u čiji sastav ulaze čestice a , a^+ i e , može se pisati:

$$Z_{id} = \frac{(Z_a)^{N'_a}}{N'_a!} \cdot \frac{(Z_{a^+})^{N'_{a^+}}}{N'_{a^+}!} \cdot \frac{(Z_e)^{N'_e}}{N'_e!} \quad (1. 3. 11.)$$

gde je simbolom N_i^* označen broj čestica i-te vrste, a Z_i je statistička suma jedne čestice i-te vrste. Ako se koristi Stirlingova približna formula za $N!$, i poznata jednačina za slobodnu energiju $F = -kT \ln Z$, dobije se sledeći izraz:

$$F = -kT \left[N_a^* \ln \frac{Z_a}{N_a^*} + N_{a^+}^* \ln \frac{Z_{a^+}}{N_{a^+}^*} + N_e^* \ln \frac{Z_e}{N_e^*} + N_a^* + N_{a^+}^* + N_e^* \right] \quad (1. 3. 12.)$$

Uslov za minimum slobodne energije u stanju termodinamičke ravnoteže može se napisati u obliku $(\delta F)_{V,T} = 0$. Pri variranju se zapremina V i temperaturna T smatraju konstantnim, tj. staričke sume ostaju pri variranju konstantne, jer su one funkcije temperature, zapremine i unutaratomskih, tj. unutarmolekulskih faktora (moment inercije, sopstvene frekvencije oscilovanja atoma u molekulu, energetski nivoi elektrona itd.)

Uslov $\delta F = 0$ se svodi na:

$$\left(\ln \frac{Z_a}{N_a^*} \right) \delta N_a^* + \left(\ln \frac{Z_{a^+}}{N_{a^+}^*} \right) \delta N_{a^+}^* + \left(\ln \frac{Z_e}{N_e^*} \right) \delta N_e^* = 0 \quad (1. 3. 13.)$$

Varijacije δN_a^* , $\delta N_{a^+}^*$ i δN_e^* nisu nezavisne, već su povezane zakonom konstantnosti broja teških čestica i konzervacije naielktrisanja, koje možemo napisati u sledećem obliku:

$$N_a^* + N_{a^+}^* = N_a^0 \quad \text{i} \quad N_{a^+}^* = N_e^* \quad (1. 3. 14.)$$

a odavde dobijamo vezu izmedju pojedinih varijacija:

$$\delta N_a^* = -\delta N_{a^+}^* \quad \text{i} \quad \delta N_{a^+}^* = \delta N_e^* \quad (1. 3. 15.)$$

pa umesto (1. 3. 13.) imamo:

$$\left[-\ln \frac{Z_a}{N_a^0} + \ln \frac{Z_{a^+}}{N_{a^+}^*} + \ln \frac{Z_e}{N_e^*} \right] \delta N_e^* = 0 \quad (1. 3. 15.)$$

Da bi prethodni izraz bio jednak nuli, izraz u zagradi mora biti nula, što dovodi do uslova:

$$\frac{N_a^+ N_e}{N_a} = \frac{Z_{a+} Z_e}{Z_a} \quad (1.3.16.)$$

ili ako se umesto broja čestica uvede koncentracija:

$$\frac{N_a^+ N_e}{N_a} = \frac{Z_{a+} Z_e}{Z_a} \frac{1}{V} \quad (1.3.17.)$$

Ovo je tzv. zakon dejstva mase. Da bi se našla veza izmedju koncentracija pojedinih vrsta čestica, potrebno je naći izraze za statističke sume. U statističkoj fizici se može pokazati da je statistička suma Z_a jednaka proizvodu statističkih sumi za pojedine vrste kretanja: $Z_a = Z_a^{\text{tr}} \cdot Z_a^{\text{rot}} \cdot Z_a^{\text{el}}$. Ako pretpostavimo da važi $Z_{a+}^{\text{tr}} = Z_a^{\text{tr}}$, $Z_{a+}^{\text{rot}} = Z_a^{\text{rot}}$ ostaje da je $Z_{a+}^{\text{el}} / Z_a^{\text{el}} = Z_{a+}^{\text{el}} / Z_a^{\text{el}}$. Za ove statističke sume mogu se iskoristiti aproksimativni izrazi, čime se čini greška od nekoliko procenata (Milić, 1977.g.):

$$Z_a^{\text{el}} = g_{\text{oa}} \exp(-\varepsilon_{\text{oa}}/kT) \text{ i } Z_{a+}^{\text{el}} = g_{\text{oa+}} \exp(-\varepsilon_{\text{oa+}}/kT) \quad (1.3.18)$$

odnosno:

$$Z_{a+}^{\text{el}} / Z_a^{\text{el}} = g_{\text{oa+}} / g_{\text{oa}} \exp(-W_{\text{ion}}/kT) \quad (1.3.19.)$$

gde je $W_{\text{ion}} = \varepsilon_{\text{oa+}} - \varepsilon_{\text{oa}}$, a g_o multiplicitet osnovnih stanja elektronskih omotača energije ε_o .

Za statističku sumu elektrona Statistička fizika daje sledeći izraz:

$$Z_e = 2V \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (1.3.20.)$$

Kombinujući izraze (1.3.18.), (1.3.19.) i (1.3.20.) dobija se:

$$\frac{N_a^+ N_e}{N_a} = 2 \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \cdot g_{\text{oa+}} / g_{\text{oa}} \cdot \exp(-W_{\text{ion}}/kT) \quad (1.3.21.)$$

a iz poslednje jednačine i jednačine (1. 3. 10.) sledi jednačina Saha:

$$\frac{X^2}{1-X^2} p = 2 \left(\frac{2\pi m_e}{h^2} \right)^{3/2} (kT)^{5/2} g_{oa^+}/g_{oa} \exp(-W_{ion}/kT) \quad (1. 3. 22.)$$

Ova jednačina se slaže sa eksperimentalnim rezultatima samo u slučaju slabe jonizacije ($X < 10^{-4}$). Jedan od razloga je zanemarivanje elektrostaticke interakcije medju česticama, jer je uzeto $F \approx F_{id}$. Ako se uzme i ta interakcija u obzir dobijaju se dve alternativne jednačine:

$$\frac{X^2}{1-X^2} p = 2 \left(\frac{2\pi m_e}{h^2} \right)^{3/2} (kT)^{5/2} g_{oa^+}/g_{oa} e^{-\frac{W_{ion}}{kT}} e^{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 k T}} \frac{1}{(kT)^2} \sqrt{\rho \frac{X}{1+X}} \quad (1. 3. 23.)$$

$$\frac{X^2}{1-X^2} p = 2 \left(\frac{2\pi m_e}{h^2} \right)^{3/2} (kT)^{5/2} g_{oa^+}/g_{oa} e^{-\frac{W_{ion}}{kT}} e^{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 k T}} \frac{1}{kT} \quad (1. 3. 24.)$$

Uporedjujući prethodne dve jednačine sa (1. 3. 22.), vidi se da u obe jednačine postoji jedan korekcioni član koji je veći od jedan, tako da su i izračunate koncentracije veće od onih računatih iz jednačine (1. 3. 22.). U jednačini (1. 3. 23.) korekcioni član je izražen preko pritiska i stepena jonizacije, a u (1. 3. 24.) preko Debye-evog radijusa. Može se zapaziti da je forma obe jednačine ista kao i jednačina (1. 3. 22.) da je W_{ion} zamenjeno nekom efektivnom jonizacionom energijom W'_{ion} koja je nešto manja. Ta popravka jonizacione energije je posledica interakcije jona u centru Debye-eve sfere sa okolnim "oblakom" nanelektrisanja. Egzaktnija kvantno-mehanička izračunavanja daju rezultat poznat kao Ecker-Kröll-ova korekcija:

$$W'_{ion} = W_{ion} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_d} + \frac{1}{d} \right)$$

gde je d rastojanje dve susedne nanelektrisane čestice u plazmi.

GLAVA II

2. 1. Zračenje plazme i procesi zračenja

U laboratorijskim plazmama se odigravaju različiti procesi koji dovode do elektromagnetskog zračenja plazme, koje obuhvata oblast od nekog x- zračenja preko vidljivog dela spektra do oblasti sa većim talasnim dužinama. Po svojim spektralnim karakteristikama ovo zračenje se razlikuje od zračenja crnog tela, što ukazuje na činjenicu da plazma nije u stanju termodinamičke ravnoteže. Emisija zračenja, tj. fotona se dešava pri prelazu elektrona iz višeg energetskog stanja u niže energetsko stanje.

Postoje tri tipa prelaza koji uzrokuju zračenje:
-slobodno-slobodni prelazi, kod kojih je elektron i u početnom i u krajnjem stanju slobodan. To su procesi čiji je uzrok neuniformno kretanje elektrona. Postoje dva tipa zračenja koji nastaju u slobodno-slobodnim prelazima; to su zakočno i ciklotronsko zračenje. Ciklotronsko zračenje nastaje kao posledica kružnog kretanja elektrona kada se kreće u magnetskom polju. Ova vrsta zračenja u našem slučaju nema većeg značaja. O zakočnom zračenju biće reči dočnije.

- kod slobodno-vezanih prelaza elektron je u početnom stanju slobodan, a u krajnjem stanju vezan. To su procesi rekombinacije i zahvata elektrona. Pri ovim procesima kinetička energija elektrona u slobodnom stanju je proizvoljna. Višak energije pri vezivanju elektrona se oslobadja putem emisije fotona, čija je minimalna frekvencija (slučaj kada je kinetička energija elektrona u slobodnom stanju jednaka nuli) $\nu_{\min} = E_b/h$, gde je E_b energija vezivanja elektrona.

- vezano-vezani prelazi, kod kojih je atom vezan i u početnom i u krajnjem stanju. To su prelazi sa jednog energetskog nivoa na drugi, u atomu ili atomarnom jonu. Energija emitovanog fotona je jednaka razlici energija višeg i nižeg energetskog nivoa. Na ovaj način nastaju linijski spekttri koji su karakteristični za atomske vrste u plazmi.

2. 1. 1. Zakočno zračenje

Zakočno zračenje nastaje pri usporenju elektrona. Najveće usporenje elektroni trpe pri sudarima. Medjutim ni svi sudari elektrona, sa drugim česticama ili sa elektronima, nisu jednako značajni. Najznačajniji sudari, koji dovode do zračenja, su sudari elektrona sa jonima, dok su sudari elektrona sa elektronima, elektrona sa atomima, jona sa jonima i jona sa atomima od manjeg značaja, bar u laboratorijskim uslovima. Maksimum ovog zračenja leži najčešće u oblasti mekog x-zračenja ili vakumskog ultra-ljubičastog zračenja.

Emisioni koeficijent ovog zračenja u slučaju vodonične plazme je dat izrazom (Griem 1964.g.):

$$\epsilon_{ff} = \frac{16(\alpha_0 a_0)^3 E_H}{3^{3/2} \pi^{1/2}} \left(\frac{E_H}{kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{h\nu + \Delta E_\infty}{kT}\right) \cdot N_e \sum_{z,\alpha} z^2 N_\alpha^z \quad (2.1.1.)$$

α_0 je konstanta fine strukture, a_0 radijus prve Borove orbite, E_H energija ionizacije vodonika, N_e koncentracija elektrona, N_α^z koncentracija jona vrste α , sa z elementarnih nanelektrisanja, a ΔE_∞ je smanjenje energije ionizacije usled električnog mikropolja.

Emisioni koeficijent se definiše kao energija koja se spontano emituje iz jedinice zapreme u jedinični prostorni ugao u jedinici vremena, frekvencije ν . Jedinica za emisioni koeficijent je J/m^3 strad.

Rezultat koji daje Kvantna mehanika u razmatranju zakočnog zračenja, se razlikuje od klasičnog (2.1.1.) po tome što ga treba pomnožiti sa faktorom g_{ff} – Gauntovim faktorom za slobodno-slobodne prelaze. U slučaju vodonikove plazme g_{ff} je blisko jedinici.

Spektar zakočnog zračenja je kontinualan i oblika je prižno $\exp/-h\nu/kT/$ (Bekefi 1966.g., Dawson 1968.g.).

2. 1. 2. Rekombinaciono zračenje

Ovi procesi zračenja se mogu pretstaviti opštom šemom:



A^{z+1} i A_n^z su joni atoma vrste A, sa $z+1$ i z elementarnih n-a elektrisanja. Kod ovog tipa zračenja energija izraženog fotona se može pretstaviti formulom:

$$h\nu = \frac{m_e v^2}{2} + W_{ion} \quad (2. 1. 3.)$$

gde je $\frac{m_e v^2}{2}$ kinetička energija elektrona, a W_{ion} energija jonizacije novonastale čestice.

Emisioni koeficijent rekombinacionog zračenja (klasični izraz) je dat kao:

$$\xi_{fb} = \frac{32(d_0 d_0)^3 E_H}{3^{3/2} \pi^{1/2}} \left(\frac{E_H}{kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{h\nu + \Delta E_\infty}{kT}} N_e \sum_{z,a,n} \frac{z^4}{n^3} e^{\frac{z^2 E_H}{n^2 kT}} N_a^2 \quad (2. 1. 4.)$$

gde je n kvantni broj vezanog stanja. Kvantno-mehanički izraz za emisioni koeficijent se razlikuje od klasičnog po tome što ga treba pomnožiti Gauntovim faktorom za slobodno vezane prelaze g_{fb} .

2. 1. 3. Linijski spektri

Linijske spekture čine linije svojstvene spektrima atoma i jona prisutnih u plazmi. U stacionarnom stanju atom egzistira na strogo određenim energetskim nivoima, ali postoji verovatnoća da predje na drugi nivo uz emisiju ili absorpciju fotona energije jednake razlici energija ta dva nivoa.

Osnovne karakteristike spektralne linije su njen intenzitet, profil, tj. širina profila, pomeranje linije i eventualna asimetrija profila. Iz ovih karakteristika linije se mogu, kao što će biti pokazano kasnije, izračunati neki parametri plazme.

Intenzitet linije se definiše kao energija izražena u jedinici vremena i jedinici zapomine pri prelazu sa n-tog na m-ti nivo, a može se pretstaviti formulom:

$$I_{nm}^a = h \nu_{nm} N_n^a A_{nm}^a \quad (2. 1. 5.)$$

gde je N_n^a broj atoma vrste a u stanju sa kvantnim brojem n, A_{nm}^a je verovatnoća spontanog prelaza n-m, tj. Einstein-ov koeficijent za spontanu emisiju. Umesto Einstein-ovog koeficijenta može se koristiti jačina oscilatora f_{nm}^a , koja je povezana sa A_{nm}^a preko relacije:

$$A_{nm}^a = \frac{2\pi e^2 \nu_{nm}^2}{\epsilon_0 m_e c^3} \frac{q_n^a}{q_m^a} f_{nm}^a \quad (2. 1. 6.)$$

gde su q_n^a i q_m^a statističke težine višeg i nižeg stanja.

Širina linije zavisi od više faktora koji najčešće deluju zajedno. U širini linije učestvuju:

- prirodna širina je posledica kvantno-mehaničke prirode energetskih nivoa, tj. neodredjenosti tih nivoa (prirodna širina se može izračunati po formuli $\Gamma \approx \hbar/\tau$, τ je vreme života dotičnog stanja).

- širina usled Doplerovog efekta koji je posledica relativnog kretanja izvora zračenja (atoma ili jona) u odnosu na primaoca zračenja (spektralni uredjaj). Širina Doplerovog profila na polovini visine linije, izražena preko talasne dužine data je formulom:

$$\Delta \lambda_{1/2} = 7,162 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{M_a}} \quad (2. 1. 7.)$$

- širina usled Starkovog efekta koji se sastoji u tome da na atom emitir deluje mikroelektrično polje okolnog nanelektrisanja i dovodi do širenja nivoa. Starkov efekat se javlja i u spoljašnjem električnom polju ali je manje izražen, jer je mikroelektrično polje jače.

Osim ovih efekata na širinu linije, pomak i cepljenje linije, koje ova može da pretrpi, utiču i drugi efekti koji nisu od većeg značaja u ovom radu, a to su: Zemanov efekat, instrumentalno širenje, rezonantno i Van der Waals-ovo širenje.

Za ovaj rad je najznačajniji Štarkov efekt, dok su ostali zanemarljivi ili ne postoje.

2. 2. Modeli plazme

Da bi se izračunao intenzitet linija koje izrači plazma po formuli (2.1.5.) potrebno je znati koncentracije N_n^2 . Ove koncentracije se mogu u principu izračunati ako se znaju svi radijativni i kolizioni procesi koji dovode do stvaranja, tj. nestajanja tih čestica. Ti procesi se zovu populacioni, odnosno depopulacioni procesi. U tom cilju potrebno je rešiti komplikovan sistem diferencijalnih jednačina (1.2.

23.), koji se u najboljem slučaju može svesti na sistem algebarskih jednačina tako da je praktično i u jednom i drugom slučaju rešavanje nemoguće. Zato se prave modeli plazme sa određenim populacionim i depopulacionim procesima koji se odigravaju u njoj.

U daljem tekstu će biti obradjena tri modela plazme, i u glavnim crtama četvrti.

2. 2. 1. Model lokalne termodynamičke ravnoteže (LTR)

Najvažnija karakteristika ovog modela, na osnovu koje se on i definiše, je da su dominantni procesi u plazmi sudarni procesi, pri čemu svaki proces ima svoj jednakoverojatni inverzni proces, uz uslov da je zadovoljen princip detaljne ravnoteže. Pri tim uslovima je svaka populacija, u bilo kojoj tački prostora i bilo kom trenutku vremena, određena lokalnim vrednostima temperature i koncentracije elektrona. To znači da se temperatura i koncentracija mogu me-

njati u prostoru i vremenu. Pri takvim uslovima se može smatrati da je u lokalizovanom prostoru plazme, raspodela elektrona ista kao i u stanju potpune termodinamičke ravnoteže, tj. pokorava se Maxwell-ovoj raspodeli po brzinama:

$$\frac{dN_v}{dv} = N_e 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e} \right)^{3/2} \cdot \exp \left(- \frac{m_e v^2}{2kT_e} \right) \quad (2.2.1.)$$

Populacija elektronskih nivoa odredjena je Boltzmanovom jednačinom i jednačinom Saha. Boltmanova jednačina je oblika:

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{q_n}{q_m} \exp \left(- \frac{E_n - E_m}{kT_e} \right) \quad (2.2.2.)$$

gde su E_n i E_m energija nivoa sa kvantnim brojevima n i m , N_n i N_m su populacije nivoa n i m , a q_n i q_m su statističke težine tih nivoa.

Jednačinu Saha možemo napisati u obliku:

$$\frac{N_e N_1^Z}{N_n^{z-1}} = \frac{2q_1^Z}{z-1} \left(\frac{2\pi m_e kT_e}{h^2} \right)^{3/2} \cdot \exp - \frac{E_H/n^2 - \Delta E_\infty}{kT_e} \quad (2.2.3.)$$

ili:

$$\frac{N_e N^Z}{N^{z-1}} = \frac{2Z^Z(T_e)}{Z^{z-1}(T_e)} \left(\frac{2\pi m_e kT_e}{h^2} \right)^{3/2} \cdot \exp - \frac{E_H - \Delta E_\infty}{kT_e} \quad (2.2.4.)$$

gde je Z statistička suma, N_e elektronska koncentracija, a N^Z i N^{z-1} su koncentracije jona sa z odnosno $z-1$ elementarnih nanelektrisanja.

Intenzitet linijskog zračenja optički tanke plazme^{**}, pri prelazu sa n -tg na m -ti energetski nivo, je dat izrazom:

$$I_{nm} = \frac{1}{4\pi} \int N_n A_{nm} h \nu_{nm} dl \quad (2.2.5.)$$

^{**} optički tanka plazma je plazma kod koje je apsorpcija zračenja neznatna.

gde je A_{nm} verovatnoća spontanog prelaza, N_n populacija n-tog nivoa, a $h\nu_{nm}$ energija izračenog fotona. Ovako napisan intenzitet zračenja pretstavlja snagu zračenja koje nastaje pri tom prelazu u jedinici prostornog ugla i zapremine. U izrazu (2.2.5.) integracija se vrši po oblasti plazme koju zahvata detektor zračenja, a u slučaju homogene plazme umesto integracije po toj oblasti dovoljno je pomnožiti sa debljinom te oblasti, jer se u homogenoj plazmi podintergalne veličine ne menjaju sa l. Greške do kojih dolazi pri određivanju intenziteta linija na ovaj način, su najčešće posledica nepoznavanja tačnih vrednosti za parametre plazme i verovatnoću prelaza.

Osim linijskog zračenja, postoji i kontinualno zračenje, koje, s obzirom na definiciju ovog modela, nastaje kao posledica zakočnog i rekombinacionog zračenja. Ukupni intenzitet kontinualnog zračenja možemo napisati u obliku:

$$I(\nu) = \frac{1}{4\pi} \int N_e \sum_a N_a [Y(a, T_e, \nu) + \sum \alpha(a, n, T_e, \nu) h\nu dl] \quad (2.2.6.)$$

$Y(a, T_e, \nu)$ je verovatnoća nastanka fotona frekvence ν , pri slobodno-slobodnom prelazu elektrona srednje kinetičke temperaturi T_e . $\alpha(a, n, T_e, \nu)$ je verovatnoća nastanka fotona frekvence ν , pri slobodno-vezanom prelazu elektrona srednje kinetičke temperature, T_e na nivo n. Indeks a u prvom slučaju označava da se prelaz (kočenje) elektrona vrši u blizini jona vrste a, a u drugom, da je nivo n, nivo jona vrste a.

Model lokalne termodinamičke ravnoteže gubi važnost u slučaju malih koncentracija elektrona. Tada verovatnoća radijativnih procesa postaje značajna i sudarni procesi više nisu dominantni, odnosno verovatnoća radijativnog prelaza prevazilazi verovatnoću odgovarajućeg sudarnog prelaza. U tom slučaju populacija elektronskih nivoa odstupa od Maxwell-ove raspodele.

Postoji više kriterijuma za važenje LTR, zavisno od autora, a ti kriterijumi se neznatno razlikuju u konstanti. Grijem daje sledeći kriterijum za važenje modela LTR:

$$N_e \geq 9 \cdot 10^{16} \left(\frac{E_2^{z-1,a}}{E_H} \right)^3 \cdot \left(\frac{kT_e}{E_H} \right)^{1/2} \quad (2.2.7.)$$

E_2^{z-1} je energija ekscitacije rezonantne linije.

Da bi uslov bio i potreban i dovoljan, mora se ispitati još stacionarnost plazme, i homogenost. Stacionarnost se ispituje uporedjivanjem relaksacionih vremena za pojedine procese sa vremenom nastajanja i nestajanja plazme. To su relaksaciona vremena: za ionizaciju ili eksitaciju $\tau_1^{z-1,a}$, za uspostavljanje Maxwell-Boltzmann-ove raspodele elektrona i vreme ekviparticije τ_{EE} .

Za plazmu se kaže da je homogena ako su duž rastojanja d , koje je rastojanje koje čestice plazme predaju za vreme $\tau_1^{z-1,a}$, promene parametara plazme male.

U ovom radu nije vršeno posebno ispitivanje stacionarnosti i homogenosti plazme, jer je to uradjeno u ranijim radovima za iste uslove pražnjenja, u istoj cevi (S. Djurović 1982.g.).

2. 2. 2. Stacionarni koronalni model

Za ovaj model se pretpostavlja da je plazma u stanju sličnom onom u Sunčevoj koroni, odakle i naziv ovom modelu. To znači da sva stanja eksitacije i ionizacije nastaju u elektronskim sudarima, a da se deeksitacija i rekombinacija odigravaju samo u radijativnim procesima. U ovom modelu se takođe podrazumeva da je plazma optički tanka, da elektroni imaju Maxwell-ovu raspodelu po brzinama, a da su njihove brzine veće od brzina jona, jer bi u suprotnom bili značajni i jonsko-jonski sudari.

Ravnoteža izmedju sudarne jonizacije i radijativne rekombinacije se može pretstaviti na sledeći način:

— — — — —
■ ovde se uzima u obzir populacija svih nivoa počevši od osnovnog. Medjutim može se desiti da se odgovarajuća raspodela populacije uspostavi tek od nekog višeg nivea tzv. termalnog nivoa tada se kaže da je plazma u stanju parcijalne ili delimične LTR.

■ Vreme ekviparticije je vreme koje protekne do izjednačavanja temperature pojedinih vrsta čestica. Pod vremenom za eksitaciju ili ionizaciju se podrazumeva vreme za uspostavljanje dinamičke ravnoteže izmedju eksitacije i radijacije, tj. ionizacije i rekombinacije.

$$N_e N_n^Z S(T_e, Z, n) = N_e N_m^{Z+1} \alpha(T_e^{Z+1, m})$$

odnosno:

$$\frac{N_n^Z}{N_m^{Z+1}} = \frac{\alpha(T_e, Z+1, m)}{S(T_e, Z, n)}$$

gde je $S(T_e, Z, n)$ koeficijent sudarne jonizacije, a $\alpha(T_e, Z+1, m)$ koeficijent radijativne rekombinacije. Kao što se vidi koncentracija jona u ovom modelu, je nezavisna od koncentracije elektrona.

Populacije pobudjenih nivoa su odredjene ravnotežom izmedju sudarnih ekscitacija iz osnovnog nivoa i spontanih deeksitacija, formulom:

$$N_e N_m^Z X(T_e, m, n) = N_n^Z \sum_{m < n} A_{nm} \quad (2.2.9.)$$

gde je $X(T_e, m, n)$ koeficijent za sudaru ekscitaciju.

Intenzitet spektralne linije, za optički tanku plazmu je dat formulom:

$$I_{nm} = \frac{1}{4\pi} \int N_e N_m^Z X(T_e, m, n) \frac{A_{nm}}{\sum_{p < n} A(n, p)} dl \quad (2.2.10.)$$

2.2.3. Sudarno radijativni model

O ovom modelu plazme biće reči samo ukratko. Biće naborjane osnovne pretpostavke na kojima bazira.

Sudarno radijativni model, za razliku od koronalnog modela uzima u obzir i sudare sa elektronima. Ovi sudari su uzrok prelazima izmedju gornjih nivoa uključujući i tročestičnu rekombinaciju.

Osnovne pretpostavke ovog modela su sledeće:

- Jonizacija se odigrava pri sudarima atoma sa elektronima, pri kojima može biti izbačen elektron sa bilo kog nivoa.

- Slobodni elektroni imaju Maxwell-ovu raspodelu po brzinama.

- Zračenje se emituje na dva načina: prelazom elektro-na sa višeg na niži energetski nivo i u aktu radijativne rekombinacije.

U izvesnim slučajevima, za velike vrednosti kvantnih brojeva energetskih nivoa, radijativni procesi se mogu zanemariti, a populacije viših nivoa su odredjene jedinom Saha.

Za dovoljno velike elektronske koncentracije ovaj model prelazi u model LTR.

2. 2. 4. Model delimične termodinamičke ravnoteže

Sa porastom glavnog kvantnog broja raste verovatnoća za sudare dok verovatnoća za zračenje opada, a posledica toga je da stanja sa većim kvantnim brojem imaju više izgleda da se nadju u stanju LTR. Za niske koncentracije elektrona uvek postoji grupa gornjih nivoa koji se nalaze u ravnoteži izmedju sebe i sa slobodnim elektronima. Tada se kaže da je plazma u stanju delimične LTR.

Sa porastom koncentracije elektrona oblast ravnoteže se pomera ka osnovnom nivou, odnosno plazma se približava LTR. Parcijalna LTR se uspostavlja gotovo trenutno u poređenju sa ostalim vremenima plazme.

GLAVA III

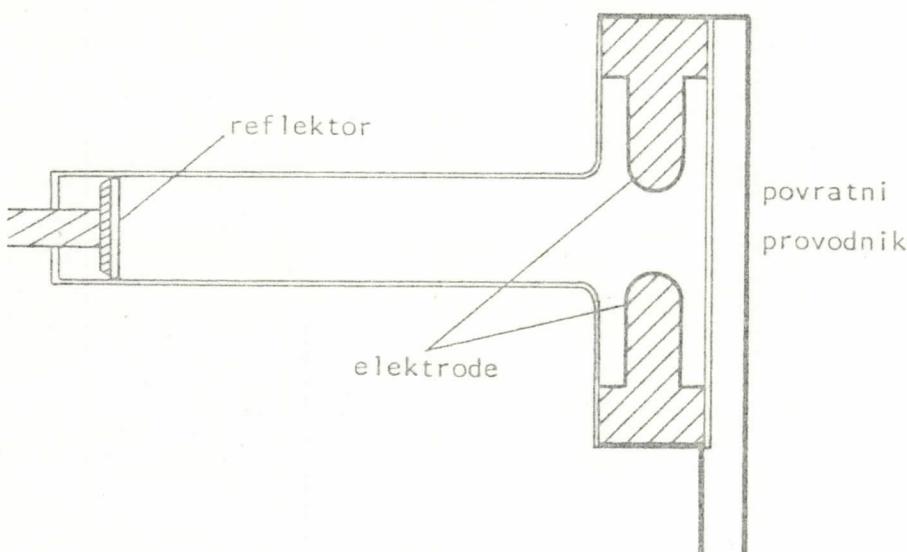
Eksperimentalni uredjaj korišćen u ovom radu se sastoji iz dva dela. Jedan deo čine uredjaji za proizvodnju i kontrolisanje plazme, a drugi uredjaji za merenje.

U prvu grupu uredjaja spadaju:

- izvor plazme-T-cev
- gasni sistem
- električni sistem

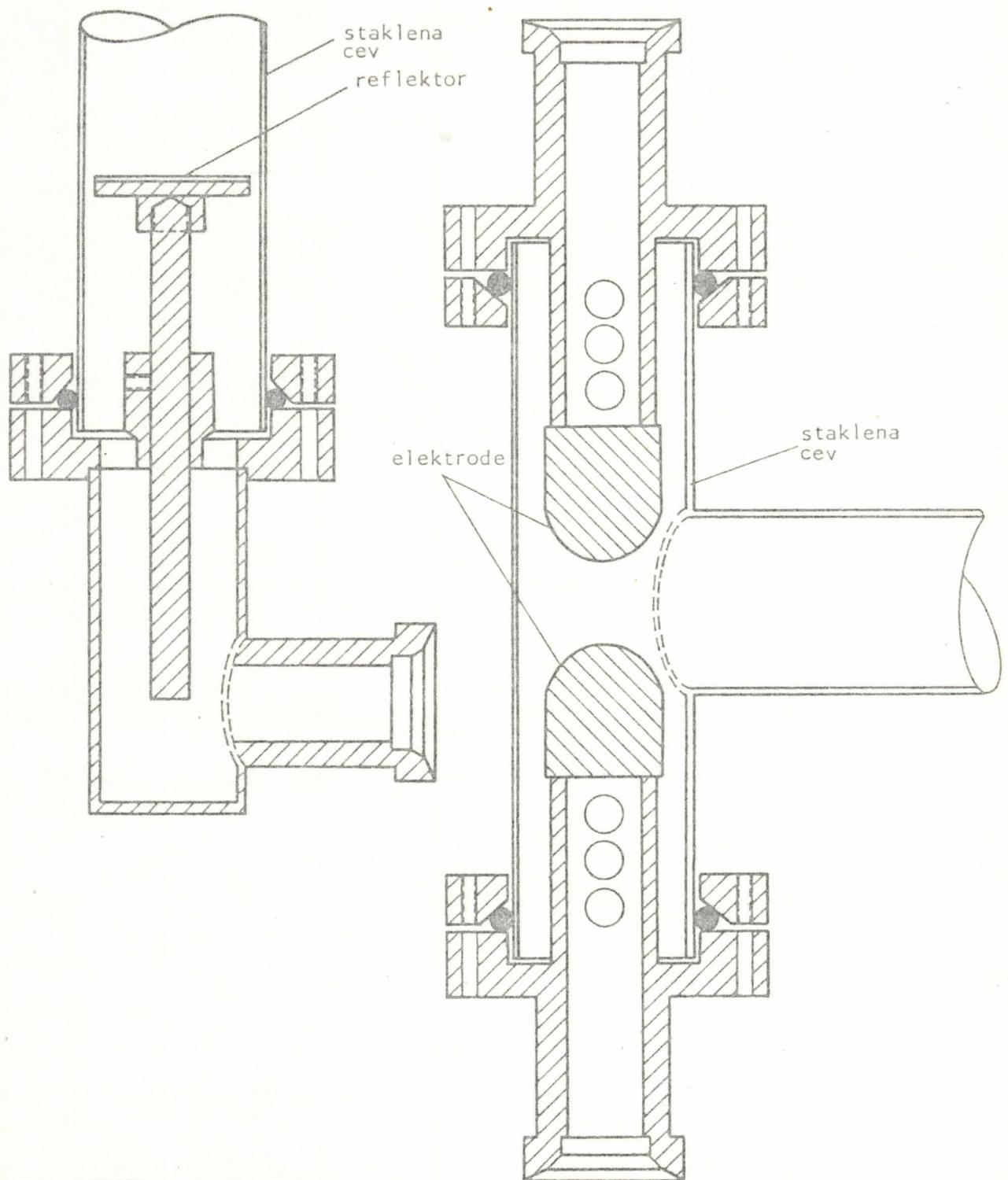
3. 1. T-cev kao izvor plazme

T-cev je skraćeni naziv za elektromagnetnu udarnu cev T oblika. Presek ove cevi je dat na slici 3. 1. 1.



slika 3. 1. 1.

Cev je staklena, unutrašnjeg prečnika od 27 mm. Detaljni presek cevi je dat na slici 3. 1. 2.. Cev je u slučaju havarije ili istrošenosti lako zamenjiva. Zbog visoke temperature u luku, elektrode su naprevljene od volframa, a nosači elektroda od mesinga. Za dovod i odvod gasa na nosačima elektroda i iza reflektora postoje otvori, ukupno tri, a treći služi za merenje pritiska.



Slika /3.1.2.

2. + 1

Kod ovog tipa cevi se koristi kombinovano omsko pražnjenje i udarni talas. Udarni talas se stvara tako što se u delu gasa izazove poremećaj pritiska koji je reda veličine okolnog pritiska, tj. porediv je sa njim. Takav poremećaj se kroz gas prenosi brzinom većom od brzine zvuka, a iza fronta izaziva adijabatsku kompresiju koja izaziva intenzivno zagrevanje gasa reda 10000K i ionizaciju tog gasa. Napon sa kondenzatora se dovodi na elektrode izmedju kojih se vrši pražnjenje, koje inicira stvaranje udarnog talasa. Tako stvoren talas se može kretati samo duž bočne cevi, a dodatno se ubrzava magnetnim poljem povratnog provodnika. Pri prolasku kroz gas udarni talas ga zagreva, tako da je temperatura iza fronta talasa iznosi nekoliko desetina hiljada Kelvin. Pri kraju bočne cevi se nalazi reflektor, tj. pločica od kvarcnog stakla zalepljena na držač od mesinga, od kog se talas reflektuje i krećući se u suprotnom pravcu dodatno zagreva plazmu, tako da temperatura plazme može porasti do blizu 50kK. Rastojanje izmedju reflektora i elektroda se može menjati pomeranjem reflektora.

Osim ove vrste elektromagnetne udarne cevi postoje i udarna cev sa dijafragmom, kod koje se udarni talas stvara sabijanjem gasa u jednom kraju cevi, odvojenog membranom, obično aluminijumskom, od drugog dela cevi, dok membrana ne pukne. Za ovu vrstu cevi postoje jednostavne relacije koje povezuju pritisak, temperaturu, koncentraciju i brzinu fronta. To su Rankine-Hugoniot-ove jednačine očuvanja mase, momenta i energije:

$$N_0 V_i = N/v_i - v/ \quad (3.1.1.)$$

$$P_0 + N_0 m v_i^2 = P + Nm/v_i - v/^2 \quad (3.1.2.)$$

$$E_0 + \frac{P_0}{N_0 m} + \frac{1}{2} v_i^2 = E + \frac{P}{Nm} + \frac{1}{2} /v_i - v/^2 \quad (3.1.3.)$$

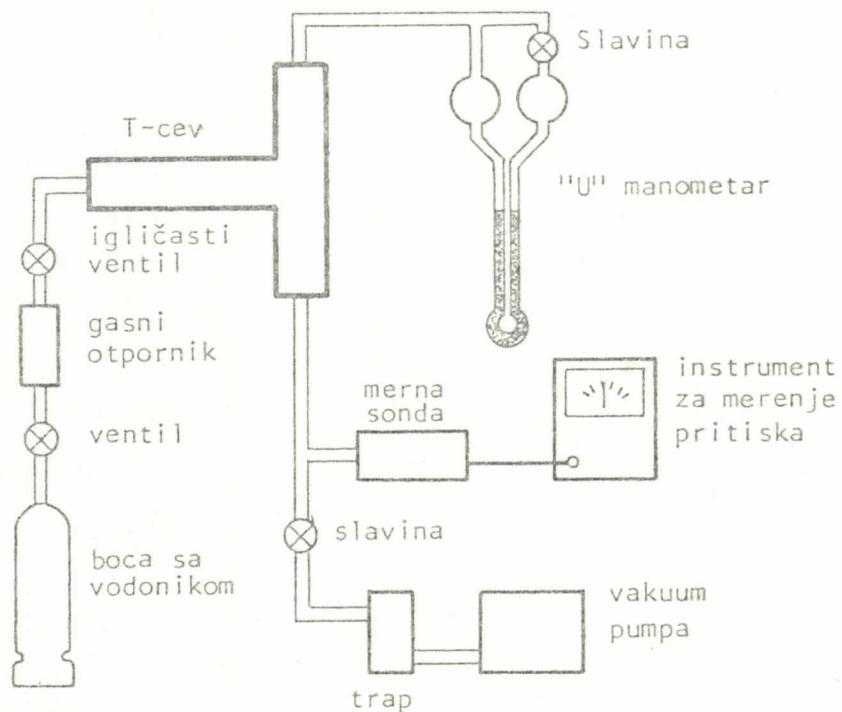
gde je: v_i brzina fronta udarnog talasa, v je brzina gasa, N_0 , P_0 , E_0 koncentracija teških čestica, pritisak i unutrašnja energija po jedinici mase m ispred fronta, a N, P, E iza fronta udarnog talasa.

Ove jednačine se mogu koristiti za reflektovan talas, jer na njega ne utiče luk izmedju elektroda koji se do tle već ugasio.

Plazma stvorena ovakvim izvorom je reproducibilna, homogena, a relaksaciona vremena su kratka, tj. plazma je kvazistacionarna.

3. 2. Gasni sistem

Šema ovog sistema je data na slici 3. 2. 1. .



slika 3. 2. 1.

Da bi se obezbedila čistoća gase čija se plazma želi, pre merenja se cev treba evakuirati, tj. izvući vazduh i druge nečistoće koje se mogu naći u cevi. Cev se evakuise vakuum pum-pom Edwards ED 50, do pritiska od oko 0,5 Pa. Pritisak se meri

pomoću merne sonde Edwards Pirani 8-2 i elektronskog instrumenta za merenje pritiska. Nečistoće iz cevi i uljne pare iz pumpe se eliminišu pomoću trapa. Gas, vodonik, se u cev dovodi iz boce pod pritiskom, preko gasnog otpornika. Gasni otpornik služi za redukciju pritiska iz boce na ulazu u igličasti ventil, a napravljen je od bakarne cevi unutrašnjeg prečnika 1 mm. Pritisak gasa u cevi se podešava igličastim ventilom, a meri pomoću uljnog "U" manometra u kom se nalazi apiezonsko ulje. Pritisak gasa u cevi tokom merenja mora biti konstantan i zbog toga se mora stalno kontrolisati.

3. 3. Električni sistem

Električni sistem omogućuje pražnjenje kroz gas u cevi. Sastoји се из три дела: akumulatora energije, izvora za punjenje tog akumulatora i elektronike za iniciranje pražnjenja. Šema ovog sistema je data na slici 3. 3. 2..

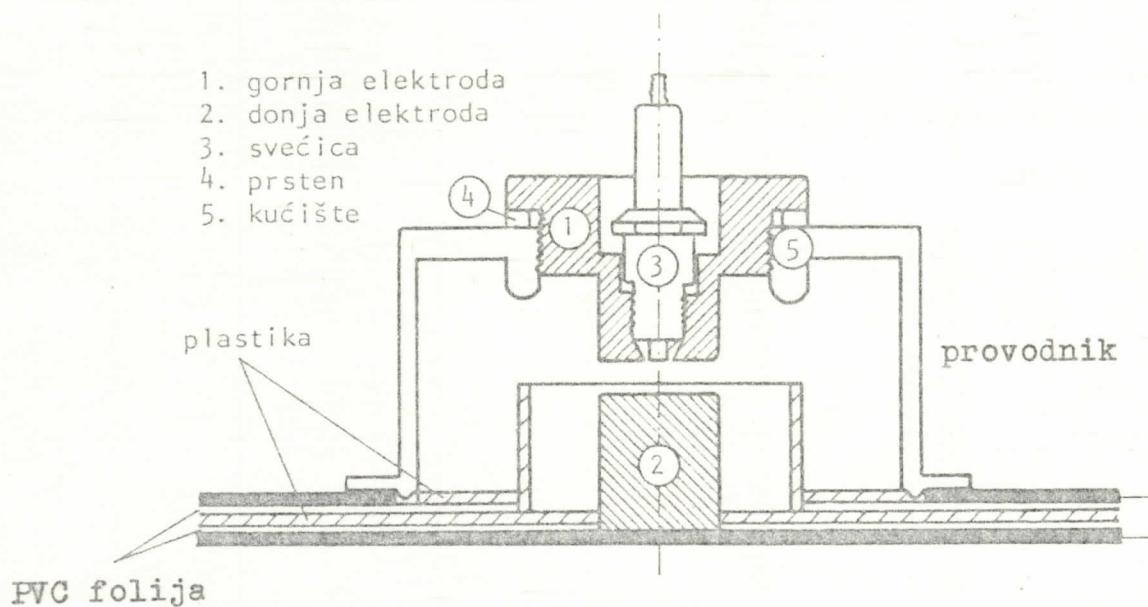
Akumulator energije čine četiri kondenzatora Maxwell, kapaciteta od po $1\text{ }\mu\text{F}$ i maksimalnog napona od 75kV.

Za izvor visokog napona koristi se visokonaponski kondenzator Minel VEN-30, na čiji primar je vezan regulacioni transformator, tako da se napon punjenja može menjati.

Ispravljački sistem se sastoji od tri diode Semikron HSKE 17000/7600 i zaštitnog otpornika od $650\text{ k}\Omega$. Pošto se na otporniku oslobodi velika količina toplote, smešten je u hladnjak sa uljem.

Pražnjenje kondenzatora se vrši preko varničnika i otpora prigušenja, koji služi za prigušenje amortizovanih oscilacija, otpornik je otpora $0,268\text{ }\Omega$. Od amortizovanih oscilacija struje posle prigušenja ostaje samo prva poluperioda. Dobra strana ovog sistema je mala induktivnost od $0,13\text{ }\mu\text{H}$.

Proboj kroz varničnik, koji je šematski prikazan na slici 3. 3. 1., se inicira impulsom od 10kV, dovedenim na svećicu, tzv. pin elektrodu, koja se nalazi pričvršćena u gornjoj elektrodi. Tako se koristi efekat šiljka koji izaziva proboj posle oko 10^{-9} s .



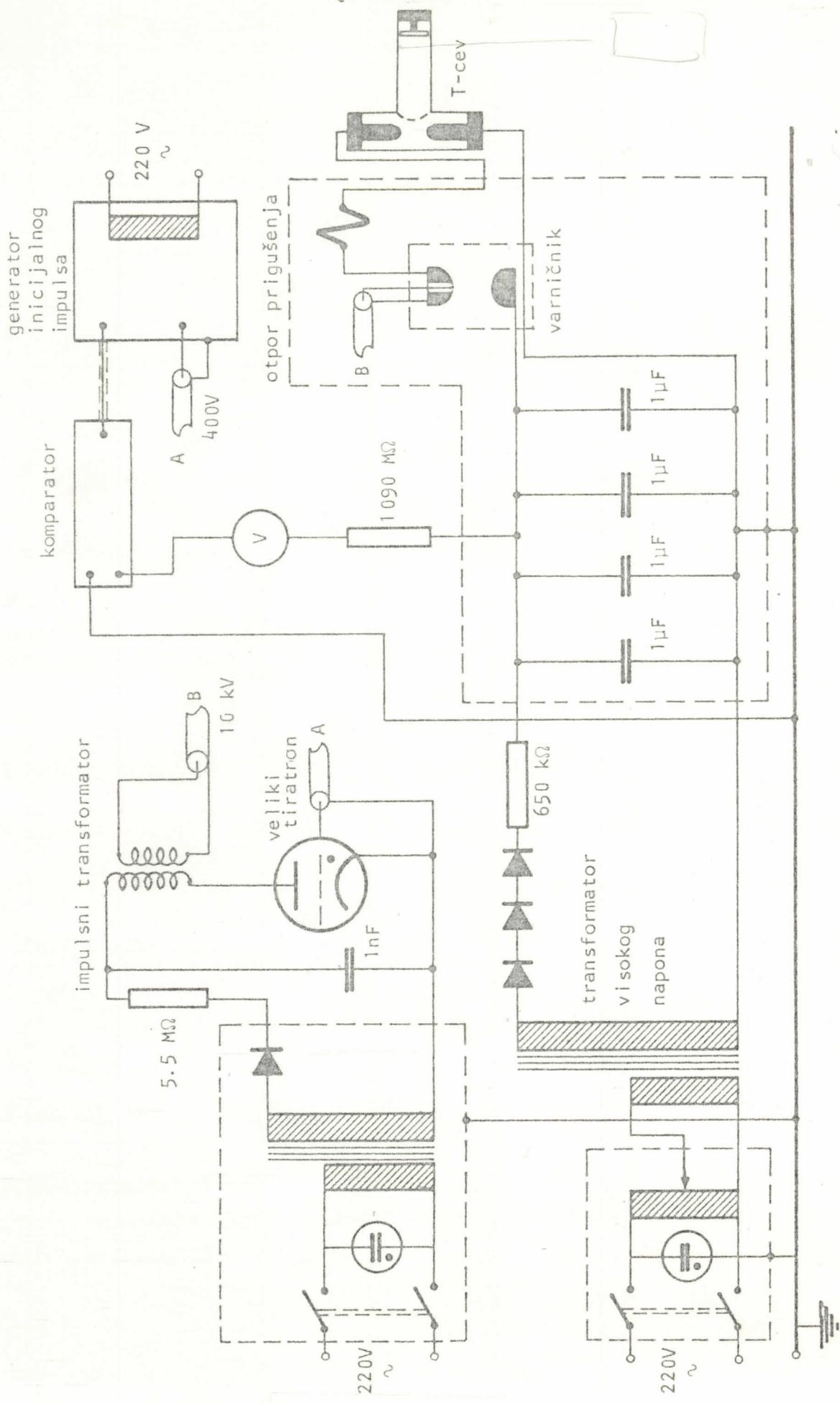
slika 3. 3. 1.

Radi zvučne izolacije varničnik je smešten u mesin-gano kućište. Da ne bi došlo do probaja izmedju donje elektrode i kućišta, oko donje elektrode se nalazi plastični cilindar. Razmak izmedju gornje i donje elektrode, a time i napon slo-bodnog probaja, se može regulisati pomoću prstenova koji se mogu ubacivati ispod držača gornje elektrode. Donja i gornja elektroda su medjusobno odvojene PVC folijom.

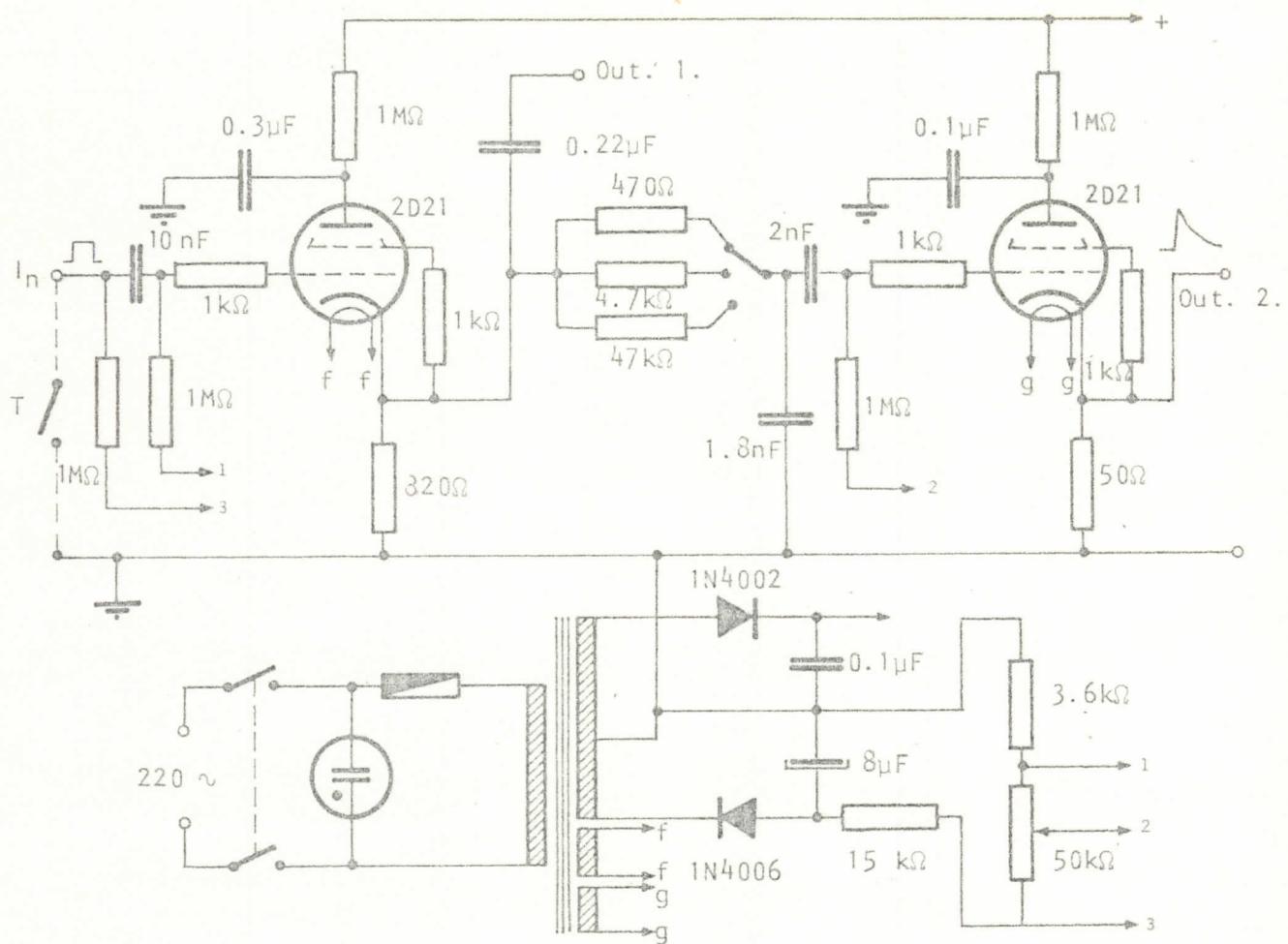
Posebnim sistemom se stvara impuls za triggerovanje varničnika: sa generatora impulsa od 400V, signal se vodi na veliki tiratron (English Electric 8503 Fx290, $V_{max} = 16kV$).

Šema ovog generatora zajedno sa kolom za kašnjenje, data je na slici 3. 3. 3.. Glavni deo tiratrona su mali tira-troni G.E.C. 2D21.

Impuls od 400 V okida veliki tiratron. U tom trenutku počinje da se prazni kondenzator od 1 nF preko impulsnog transformatora se inicijalni impuls od 10 kV vodi na svećicu.



slika 3.3.2.



slika 3. 3. 3.

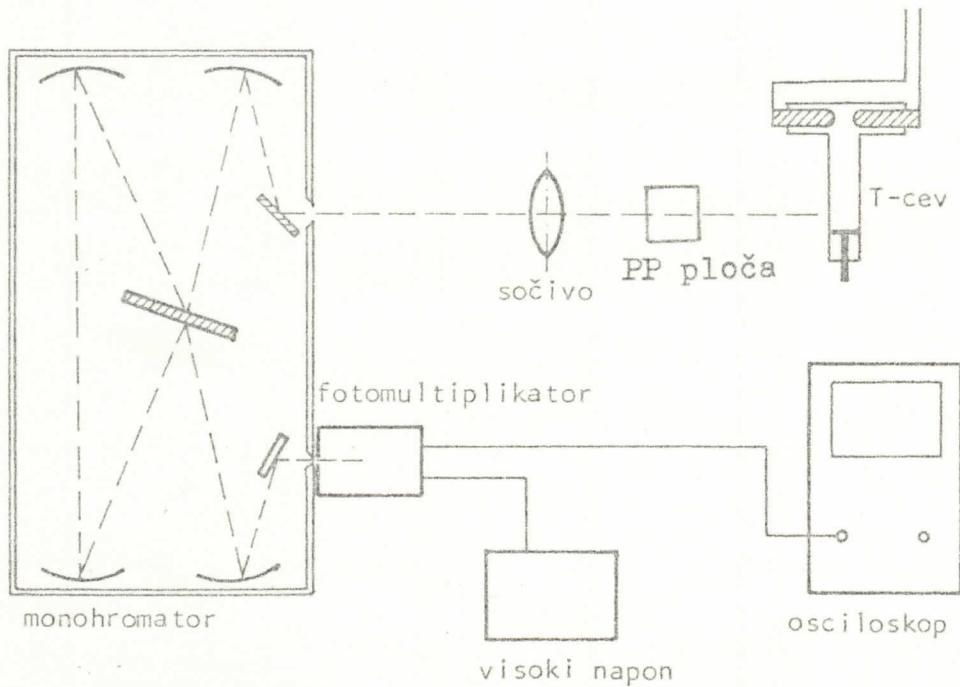
Dva mala tiratrona služe kao kolo za kašnjenje. Naime, okidanje drugog tiratrona se vrši posle okidanja prvog tiratrona posle isteka vremena punjenja kondenzatora od $1,8 \text{ nF}$, dok se ovaj ne napuni do napona od 600 V , tj. posle vremena RC . Menjanjem vrednosti otpora R ili kapaciteta kondenzatora C , može se menjati vremenska razlika izmedju okidanja prvog i drugog tiratrona. Kašnjenje se može koristiti za razdvajanje trenutka okidanja varničnika i trenutka okidanja kamere za snimanje, pri čemu prvi tiratron aktivira varničnik, a drugi fotografsku kameru.

Iniciranje impulsa se može vršiti ručno ili automatski. Kod ručnog okidanja, okidanje se vrši pritiskom na taster, kad napon na kondenzatorima dostigne zadanu vrednost. Kod automatskog okidanja koristi se još jedan dodatni elektronski uređaj-komparator, koji uporedjuje zadanu vrednost napona sa naponom na kondenzatoru i kada se te dve vrednosti napona izjednače izvrši okidanje.

Kontrola napona pražnjenja se vrši pomoću visokonaponske sonde Heatkit, sa otporom od 1090Ω i instrumentom Unimer 1.

3. 4. Merni sistem

Šematski prikaz ovog sistema je dat na slici 3. 4. 1..



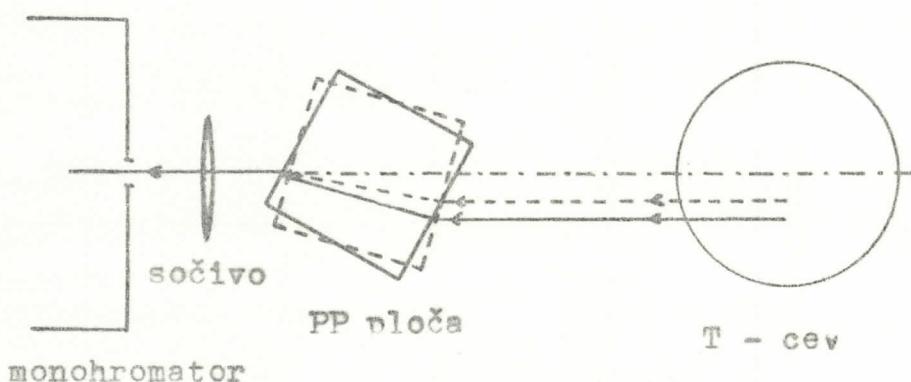
slika 3. 4. 1.

Sistem se sastoji od sledećih komponenti:

- planparalelne ploče

- sočiva
- monohromatora
- fotomultiplikatora sa uredjajem za visoki napon na FM
- osciloskopa sa kamerom za snimanje impulsa

Lik plazme je izoštren pomoću sočiva žižne duljine 15 cm na ulaznu pukotinu monohromatora. Pošto je zadatak ovog rada utvrđivanje radijalne zavisnosti temperature i elektronske koncentracije, treba snimiti H_{α} liniju duž celog prečnika cevi u nekoliko (6) položaja. Za takvo snimanje korišćena je planparalelna pluča debljine $d=3,5$ cm, koja pomera zrak paralelno samom sebi gore-dole za određenu vrednost, što zavisi od ugla pod kojim je nagnuta PP ploča. Dva različita položaja PP ploče, sa putevima zraka, su prikazani na slici 3.4.2..



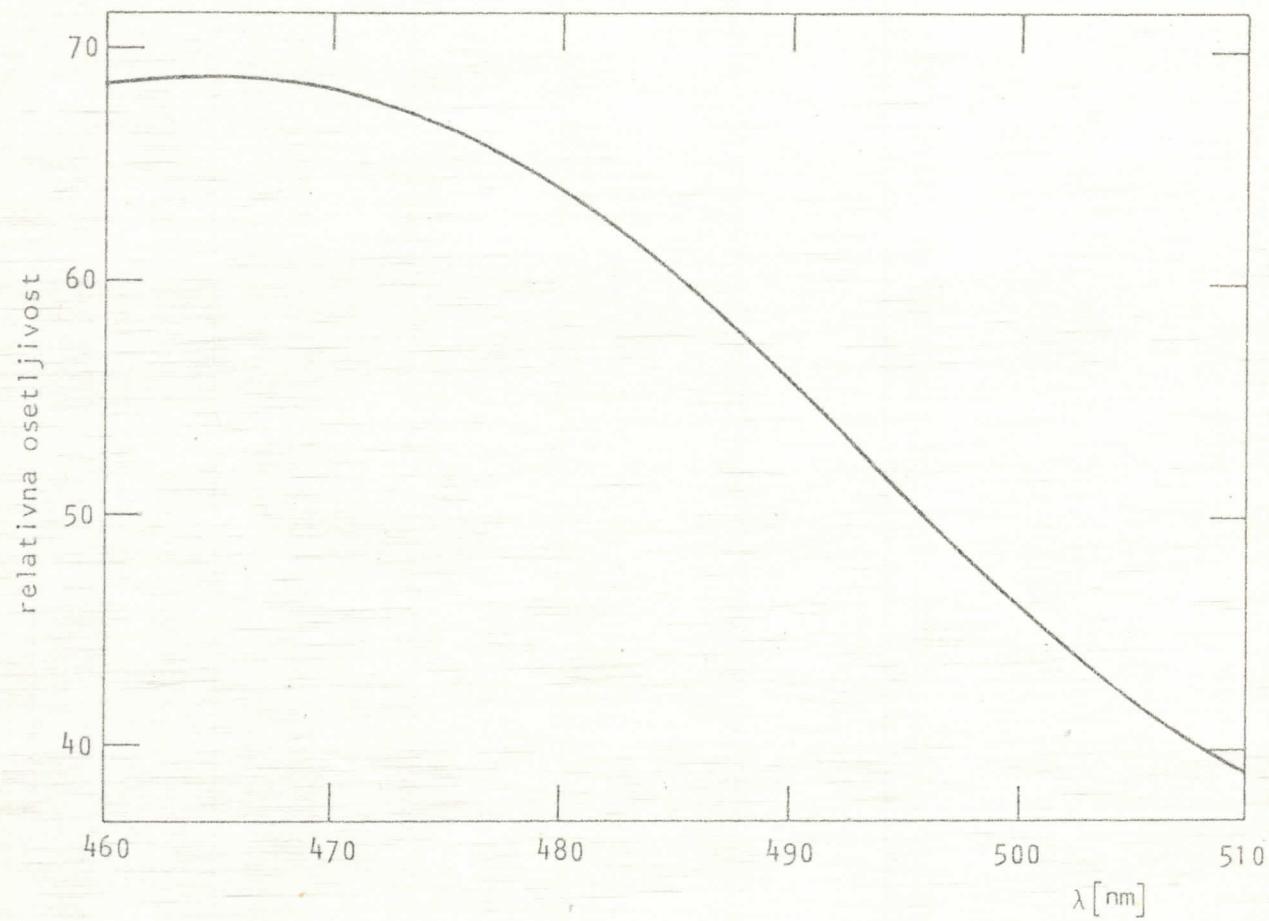
slika 3. 4. 2.

Odredjivanje položaja PP ploče, odnosno delova plazme koja je snimana, je vršeno laserom Iskra PL-9 koji je postavljen na izlaznu pukotinu monohromatora, tako da je put laserskog zraka bio suprotan putu zraka u eksperimentu. Zakretanjem PP ploče se laserski zrak, koji pada na cev, "šeta" duž prečnika cevi. Za željena mesta se zabeleži ugao pod kojim je nagnuta PP ploča. Taj ugao se meri pomoću uglomera montiranog na držać PP plože. Promena dužine optičkog puta zraka pri promeni položaja PP ploče je zanemarljiva (manje od 2%), tako da je gubitak oštchine na ulazu monohromatora takodje zanemarljiv.

Monohromator je marke Hilger and Watts D331. To je dvojni monohromator sa difrakcionom rešetkom sa 1200 zareza

po mm. Na izlaznoj pukotini monohromatora, nalazi se fotomultiplikator EMI 1P28, koji se napaja izvorom visokog napona Bertran Associates M205/01. Signal se pojačava tranzistorским pojačavačem sa zajedničkim emiterom i vodi na osciloskop Tektronix 454 A. Signal na osciloskopu se snima fotoaparatom Zenit E, lajka formata, a može se snimati i pomoću orginal Tektronix polaroid kamere.

Sistem ima svoju određenu spektralnu karakteristiku, tj. osetljivost sistema u funkciji talasne dužine. Ova osetljivost je grafički prikazana na slici 3. 4. 3., u oblasti talasnih dužina značajnih za ovaj rad.



slika 3. 4. 3.

GLAVA IV

4. 1. Odredjivanje elektronske temperature

Postoji više metoda za odredjivanje elektronske temperature (iz odnosa intenziteta linijskih, iz relativnog intenziteta, nagiba kontinuum), međutim u radu je korišćen metod odnosa intenziteta linijskih i kontinuum, koji je pogodan za vodonikovu plazmu u intervalu temperatura od 14000 K do 100000 K, sa greškom odredjivanja manjom od 10% (Griem, 1964.g.). Teorija za ovu metodu bazira na modelu lokalne termodinamičke ravnoteže.

Koristeći izraze (2. 2. 2.), (2. 1. 5.) i (2. 1. 6.) nalazi se izraz za intenzitet spektralne linije:

$$I_{nm} = N_e^2 \frac{e^2 h^4 q_n f_{mn}}{2\sqrt{2\pi} \xi_0 \lambda_m^{5/2} (kT)^{3/2}} \exp \frac{E_H/n^2 - \Delta E_\infty}{kT} \quad (4. 1. 1.)$$

Ukupni koeficijent kontinualnog zračenja se može naći ako su poznati emisioni koeficijenti zakočnog (jednačina (2.1.1.)) i rekombinacionog zračenja (jednačina (2.1.4.)). Kombinacijom ova dva izraza dobija se:

$$\begin{aligned} \xi_\omega &= \frac{32(\alpha_a)_0^{3/2} E_H}{3^{3/2} \pi^{1/2}} \left(\frac{E_H}{kT} \right)^{3/2} \cdot \left[\sum_n \frac{g_n(\omega)}{n^3} \exp \left(\frac{E_H}{n^2 kT} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{g_{ff}(\omega, T)}{2} \frac{kT}{E_H} \exp \left(\frac{E_H}{n^2 kT} \right) \right] \cdot N_e^2 \exp \left(- \frac{\hbar\omega + \Delta E_\infty}{kT} \right) \end{aligned} \quad (4. 1. 2.)$$

U slučaju Pašenovog kontinuum, koji leži ispod Balmerovih linijskih, sumiranje počinje sa $n=3$, a dovoljno je da se sumiranje vrši do $n=7$, čime se vrlo malo greši.

Ako se zna ε_ω , intenzitet kontinualnog zračenja po jedinici kružne frekvence dat je izrazom:

$$I_{c,\omega} = 4\pi\varepsilon_\omega \quad (4.1.3.)$$

ili ako se predje na talasne dužine:

$$I_{c,\lambda} = I_{c,\omega} \frac{d\omega}{d\lambda} \quad (4.1.4.)$$

S obzirom da je $\omega = 2\pi c/\lambda$ i $|d\omega/d\lambda| = 2\pi c/\lambda^2$, zamenom u (4.1.4.) dobijamo:

$$I_{c,\lambda} = \frac{8\pi^2 c}{\lambda^2} \varepsilon_\omega \quad (4.1.5.)$$

Zamenjujući u poslednju jednačinu izraz (4.1.2.) dobija se:

$$I_{c,\Delta\lambda} = N_e^2 \frac{32(\alpha a_0)^3 8\pi^2 c E_H \Delta\lambda \left(\frac{E_H}{kT}\right)^{3/2}}{3^{3/2} \pi^{1/2}} [\sum+] \exp\left(-\frac{hc/\lambda - \Delta E_\infty}{kT}\right) \quad (4.1.6.)$$

gde je:

$$[\sum+] = \sum_n^n \frac{\varepsilon_n(\omega)}{n^3} e^{-\frac{E_H}{n^2 kT}} \frac{g_{ff}(\omega, T)}{2} \frac{kT}{E_H} e^{-\frac{E_H}{n^2 kT}} \quad (4.1.7.)$$

Intenzitet $I_{c,\Delta\lambda}$ predstavlja intenzitet po intervalu talasne dužine.

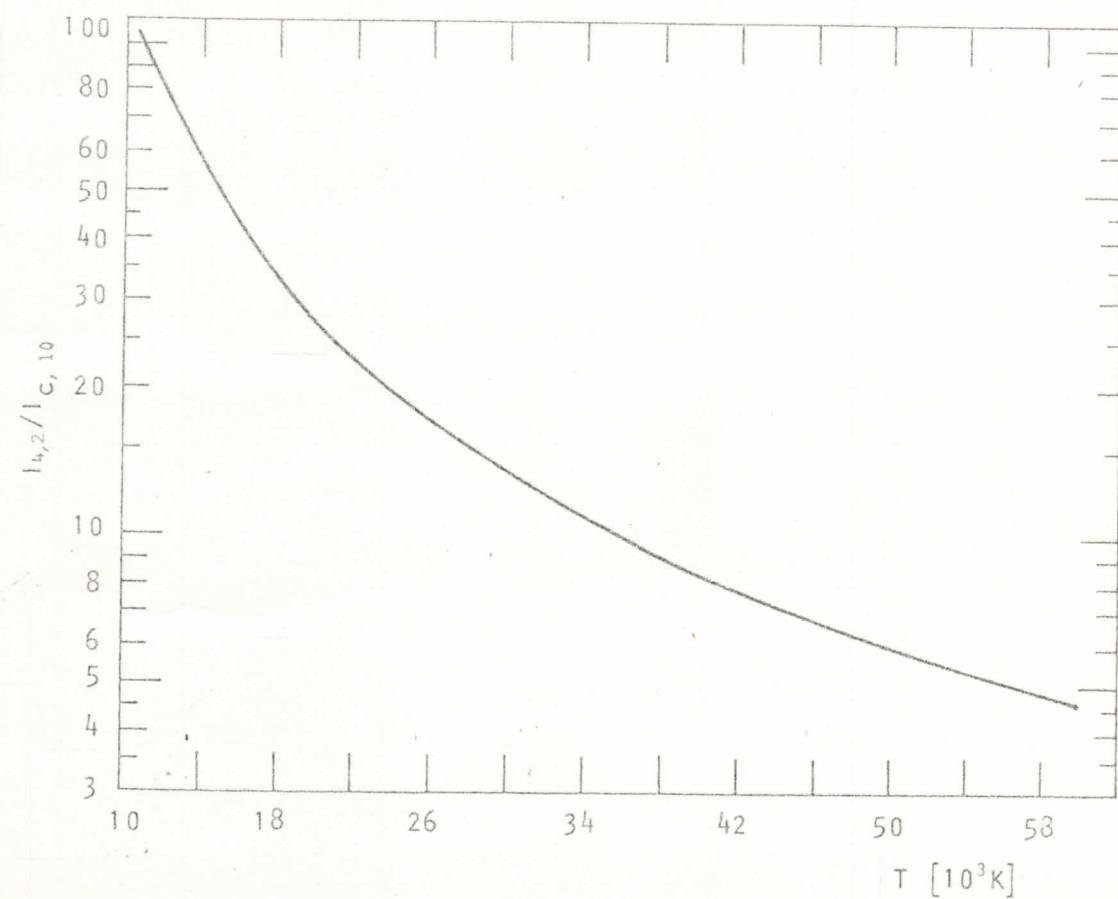
Delenjem poslednje jednačine sa jednačinom (4.1.1.) dobija se izraz za odnos intenziteta linije i kontinuum:

$$\frac{I_{nm}}{I_{c,\Delta\lambda}} = \frac{3^{3/2} \pi^3 (a_0/\alpha)^2 q_n f_{mn}}{2 \lambda \Delta\lambda [\sum+]} \cdot \exp\left(-\frac{E_H}{m kT}\right) \quad (4.1.9.)$$

Odnos $I_{\text{nm}}/I_{c,\Delta\lambda}$, vidi se, ne zavisi od elektronske koncentracije, ali preko eksponencijalnog člana jako zavisi od temperature.

Interval $\Delta\lambda$ može biti proizvoljan, ali se obično užima da je $\Delta\lambda = 10 \text{ nm}$. Nezavisnost od koncentracije važi samo pri višim temperaturama, dok pri nižim značajnog udela u kontinualnom zračenju imaju H^- joni, tako da se tada i njihova koncentracija treba uzeti u obzir.

Za određivanje elektronske temperature korišćena je H_β linija, jer je pogodna za istovremeno određivanje i temperature i koncentracije elektrona. Odnos $I_{\text{nm}}/I_{c,\Delta\lambda}$ H_β linije za $\Delta\lambda = 10 \text{ nm}$ grafički je prikazan na slici 4. 1. 1.

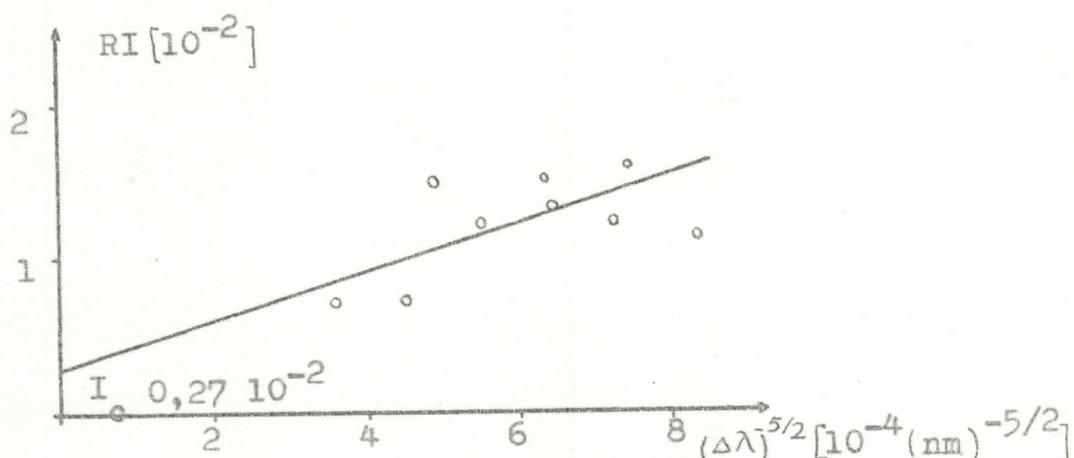


slika 4. 1. 1.

Znajući odnos $I_{\text{nm}}/I_{c,\Delta\lambda}$ sa grafika se može odrediti temperatura. Medjutim, lakše je odrediti površinu ispod krive nego intenzitet, a kako je intenzitet linija srezmeran površini ispod krive, onda je potrebno meriti površinu krive i kontinuuma

za $\Delta\lambda=10 \text{ nm}$. Odnos površine krive i kontinuuma jednak je odnosu intenziteta linije i kontinuuma, tj. $P_{\text{nm}}/P_{c,\Delta\lambda} = I_{\text{nm}}/I_{c,\Delta\lambda}$.

Položaj kontinuuma se određuje iz Holtsmarkove formule $I_c = f(\Delta\lambda^{-5/2})$. Naime, intenzitet na krilima linije pokazuje linearnu zavisnost od $\Delta\lambda^{-5/2}$. Doprinos linije ukupnom intenzitetu za $\Delta\lambda \rightarrow \infty$ je zanemarljiv u odnosu na intenzitet kontinuuma. Za $\Delta\lambda \rightarrow \infty$, $\Delta\lambda^{-5/2} \rightarrow 0$, pa ako nacrtamo pravu $I = A\Delta\lambda^{-5/2} + I_c$ (za vrednost intenziteta i $\Delta\lambda^{-5/2}$ uzimaju se izmerene vrednosti) i između dobijenih vrednosti povučemo pravu, presek prave sa Y-osom, tj. vrednost intenziteta za $\Delta\lambda^{-5/2} = 0$, daje intenzitet kontinuuma I_c . Jedan primer je dat na slici 4.1.2.



slika 4.1.2.

S druge strane, linija se ne može nacrtati cela, već samo do neke vrednosti $\Delta\lambda_x$, a potrebno je znati i ostatak površine ispod krive.

To se može odrediti ako se sa grafika $I_c = f(\Delta\lambda^{-5/2})$ odredi koeficijent pravca prave A kao:

$$A = \frac{\Delta I}{\Delta(\Delta\lambda^{-5/2})} \quad (4.1.10.)$$

onda je ostatak površine dat izrazom:

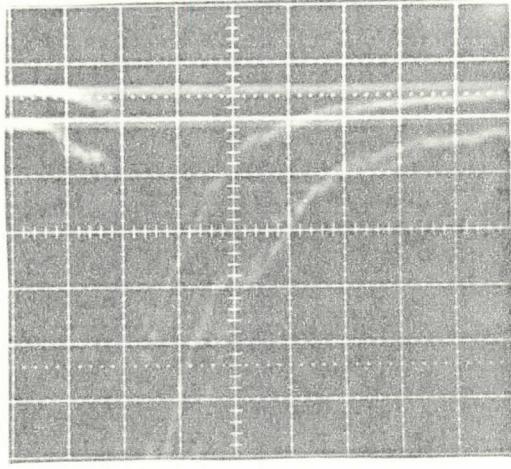
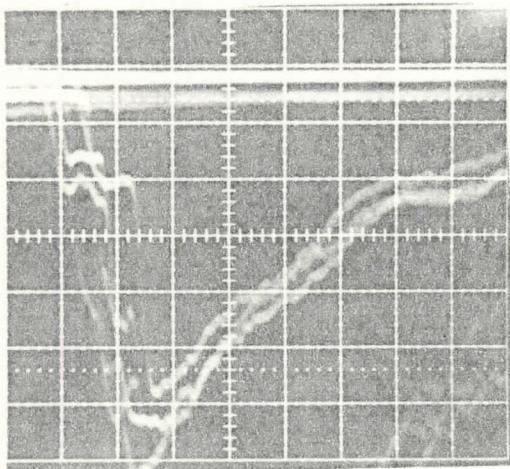
$$P_r = \int_{\Delta\lambda_x}^{\infty} \frac{A}{(\Delta\lambda)^{5/2}} d(\Delta\lambda) = \frac{2}{3} A (\Delta\lambda)^{-3/2} \quad (4.1.11.)$$

$\Delta\lambda$ koje se stalno pominje u stvari pretstavlja razliku izmedju talasne dužine odredjene tačke na liniji i centra linije:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0. \quad (4. 1. 12.)$$

Linija se i crta u funkciji $\Delta\lambda$ i to posebno plavo i crveno krilo, pa se onda povlači srednja kriva izmedju njih. Tipičan oblik poluprofila linije dat je na slici 4. 1. 3. .

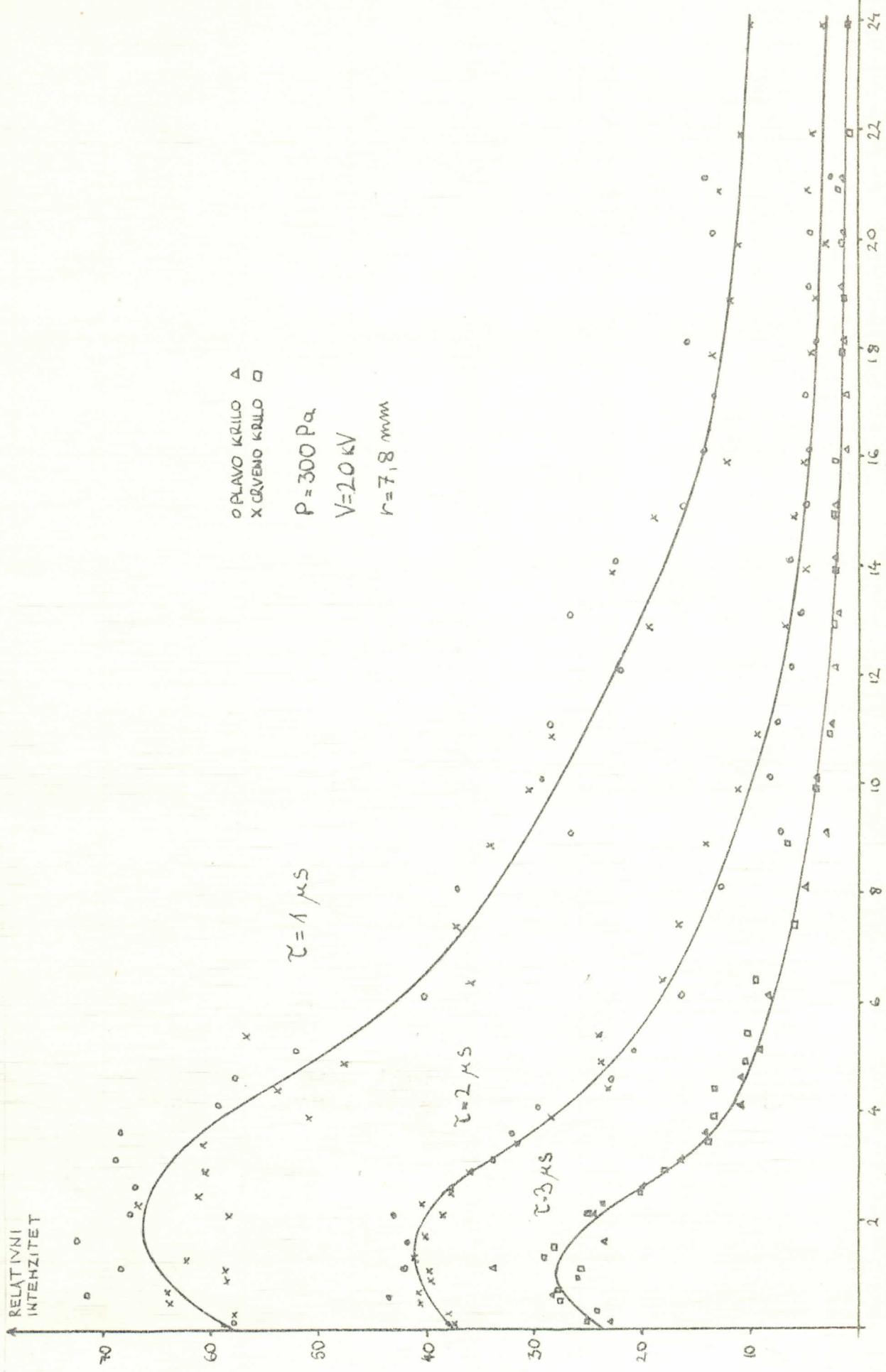
Vršena su snimanja linija reflektovanog talasa, na rastojanju 4mm od reflektora. Skaniranje po talasnima dužinama vrši se zakretanjem difrakcione rešetke monohromatora. Vrednosti talasne dužine se očitavaju na dobošu monohromatora, a signal za svaku talasnu dužinu se snima kamerom i sa tog snimka se očitava intenzitet zračenja za tu talasnu dužinu. Skaniranje po prečniku cevi vrši se zakretanjem PP ploče. Tipični snimci dve tačke H_β linije u centru i na krajevima dati su na slici 4. 1. 2. a.



slika 4. 1. 2. a.

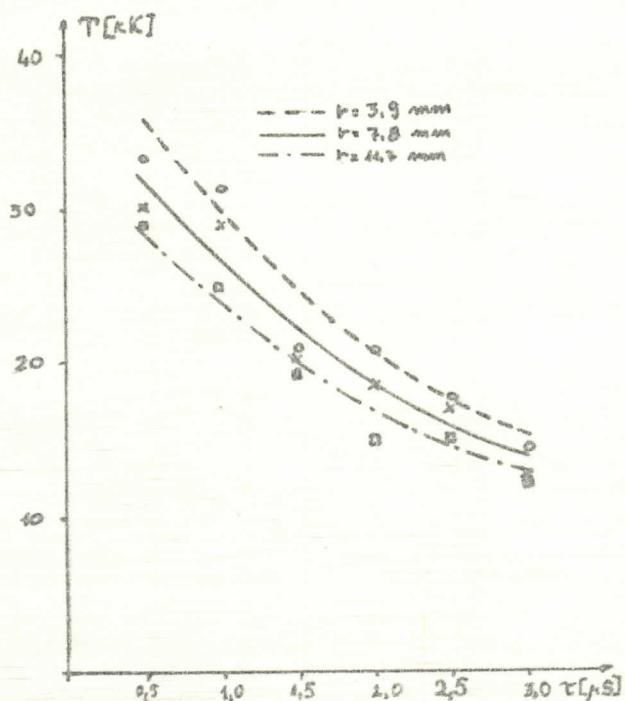
Širina ulazne i izlazne pukotine monohromatora je iznosila 0,02 mm. Napon na fotomultiplikatoru je iznosio 650 V, napon pražnjenja 20 kV, a pritisak gasa 300 Pa.

Profili linija su crtani u trenucima 0,5°, 1,0°, 1,5°, 2,0°, 2,5° i 3,0 μ s, posle prolaska fronta reflektovanog talasa kroz ravan posmatranja.



slika 4.1.3.

Na slici 4. l. 4. grafički su prikazane eksperimentalno odredjene vrednosti temperature za tri rastojanja od centra cevi. Svaka tačka na grafiku predstavlja srednju vrednost temperature za dva simetrična položaja u odnosu na centar cevi.



slika 4. l. 4.

4. 2. Određivanje elektronske koncentracije

Na širinu profila utiču različiti efekti koji se ispoljavaju u plazmi: prirodna širina, Doplerovo širenje, širenje usled pritiska, i instrumentalno širenje. Najmanje širine linija u ovom radu kreću se oko 6 nm, tako da je uticaj prirodnog i instrumentalnog širenja zanemarljiv. Doplerova širina se može izračunati po formuli (2. l. 7.). Ona iznosi za temperaturu od 40000 K i $\lambda_0 = 486,13 \text{ nm}$, 0,07 nm, odnosno za svaku liniju je sigurno manja od desetog dela nm.

Širenje usled pritiska obuhvata rezonantno, Van der Waals-ovo i Starkovo širenje. Rezonantno širenje je posledica interakcije sa neutralnim česticama iste vrste, koje mogu da se

ekscituju zračenjem emitera. Van der Waals-ovo širenje je uslovljeno uzajamnim dejstvom sa neutralnim česticama druge vrste, a Šarkovo je posledica perturbacije energetskih nivoa u emiteru od strane električnog polja, bilo spoljašnjeg ili mikroelektričnog. S obzirom da je koncentracija jona i elektrona dovoljno velika, dominantna je Kulonova interakcija medju česticama, tako da je Šarkovo širenje dominantno. Detaljnijim teorijskim obješnjenjem Šarkovog efekta se bavi udarna teorija. Na ovom mestu će biti samo spomenuto da postoji linearni i kvadratni Šarkov efekat. Linearni Šarkov efekat je karakterističan za atom vodonika i za njemu slične atome, a širina linije je srazmerna sa $N_e^{2/3}$. Kod ostalih atoma se javlja kvadratni efekat kod kog je širina linije srazmerna sa $N_e^{3/4}$. Pošto je naša plazma vodonikova, na širinu linije će uticati linearni Šarkov efekat.

Teorijsko izračunavanje koncentracije elektrona iz Šarkovog širenja razvili su Griem i Kepple. Kreće se od funkcije:

$$S(\alpha) = L(\omega) \left| \frac{d\omega}{d\alpha} \right| = \frac{2\pi c F_0}{\lambda_0^2} L(\omega) \quad (4.2.1.)$$

koja je normirana uslovom:

$$\int_{-\infty}^{\infty} S(\alpha) d\alpha = 1 \quad (4.2.2.)$$

gde je L/ω / funkcija koja zavisi od ugaone frekvencije zračenja i karakteriše profil linije. F_0 je Holtsmarkova jačina polja:

$$F_0 = 3,74 \cdot 10^{-9} N_e^{2/3} \quad (4.2.3.)$$

Konstanta i sve jedinice su računate u SI sistemu, a α je redukovano rastojanje od centra linije:

$$\alpha = \frac{\Delta\lambda}{F_0} \approx - \frac{\Delta\omega \lambda_0^2}{2\pi c F_0} \quad (4.2.4.)$$

pri čemu je $\Delta\lambda$ izraženo u nanometrima.

Ako se kao karakteristika profila linije uzme širina linije na polovini visine, onda iz poslednje dve jednačine sledi:

$$\Delta\lambda_{1/2} = 3,74 \cdot 10^{-9} \alpha_{1/2}^{N_e^{2/3}} \quad (4.2.5.)$$

odnosno ako se uvede smena:

$$C(N_e, T) = (3,74 \cdot 10^{-9} \alpha_{1/2})^{-3/2} \quad (4.2.6.)$$

onda za elektronsku koncentraciju, iz izraza (4.2.5.), dobijamo sledeći izraz:

$$N_e = C(N_e, T) \Delta\lambda_{1/2}^{3/2} \quad (4.2.7.)$$

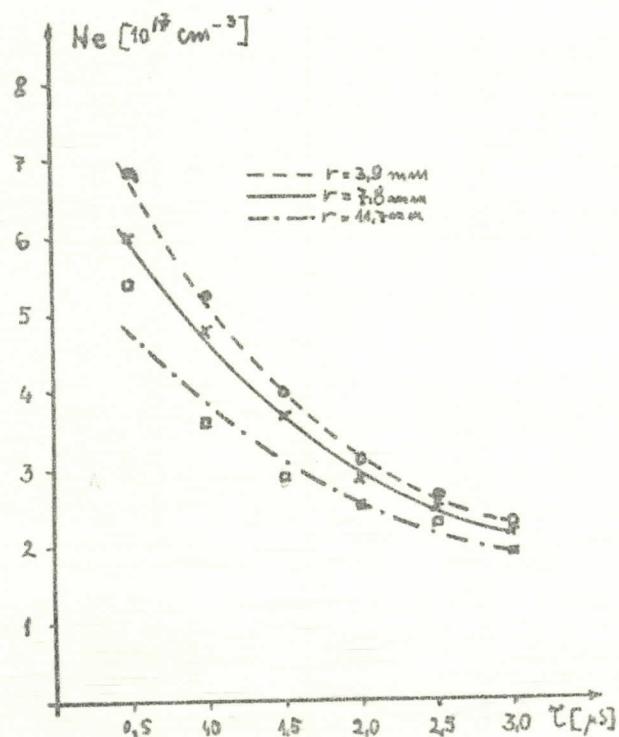
$C(N_e, T)$ je blaga funkcija elektronske koncentracije i temperature, a može se računati iz postojećih tablica za $\alpha_{1/2}$.

Elektronska koncentracija se može izračunati mernjem širine linije na polovini visine i temperature elektrona za tu liniju. Greška ovog metoda za H_α liniju iznosi od 5% do 8%.

U jednačini (4.2.7.) elektronska koncentracija se sa leve strane jednačine nalazi sama, a sa desne kao jedan argument funkcije $C(N_e, T)$ - koja je data grafički u zavisnosti od N_e i T . Zbog toga se pri izračunavanju N_e mora primeniti iteracioni postupak. Za ranije odredjenu temperaturu se sa grafika očita vrednost $C(N_e^0, T)$, obično za početnu vrednost koncentracije $N_e^0 = 1 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-3}$ i onda se po formuli (4.2.7) izračuna N_e^1 za tako odredjenu vrednost funkcije C . Zatim se postupak ponovi za računanje N_e^2 , s tim što se umesto N_e^0 , uzima izračunata vrednost N_e^1 . Postupak se ponavlja dok se ne postigne zadovoljavajuća tačnost, tj. dok razlika $|N_e^i - N_e^{i-1}|$ ne bude dovoljno mala, a to se postiže već posle tri-četiri iteracije.

Eksperimentalno odredjene elektronske koncentracije u funkciji vremena, za tri rastojanja od centra cevi i na rastojanju 4 mm od reflektora, prikazane su grafički na slici 4.2.1.

Svaka tačka na grafiku pretstavlja srednju vrednost izmedju dva simetrična položaja u odnosu na centar cevi.



slika 4. 2. 1.

PRIKAZ REZULTATA RADA I ZAKLJUČAK

Cilj ovog rada je bio da se odredi jedna od karakteristika T-cevi kao izvora plazme, tj. kako se menjaju elektronska koncentracija i temperatura duž prečnika cevi.

U tom cilju je izvršeno snimanje vodonikove H_{β} linije u šest položaja duž prečnika cevi, pri čemu svaki položaj ima sebi simetričan položaj. Prema tome snimanja su izvršena na tri rastojanja od centra cevi: 3,9 mm, 7,8 mm, 11,7 mm. Debljina sloja plazme, kojeg zahvata spektralni uredjaj, se može biti visinom ulazne pukotine monohromatora, a računski se može odrediti pomoću jednostavnih relacija geometrijske optike. U ovom slučaju debljina tog sloja je iznosila 2 mm. Posebna pažnja je bila da spektralni uredjaj ne zahvati granični sloj^{*}.

Rezultati su tabelarno prikazani na tabelama 1. i 2., a grafički na slikama A i B. U tabelama 1. i 2. znak (-) ispred vrednosti za r označava donje položaje u odnosu na sredinu cevi, a bez predznaka su gornji položaji.

Svaka tačka na oba grafika pretstavlja srednju vrednost za dva simetrična položaja. Ovakvo usrednjavanje rezultata je opravdano jer na osnovu rezultata u tabelama se vidi da ni temperatura ni koncentracija ne pokazuju tendenciju da u gornjem, odnosno donjem delu cevi imaju veću ili manju vrednost. Međutim snimanje svakog položaja je izvršeno samo jedanput, osim toga, zbog problema u toku eksperimentalnog rada i relativno slabe reproducibilnosti signala na osciloskopu postoji odstupanje tačaka od krivih na slikama 4.1.4., 4.2.1., A i B. Radi pouzdanih brojnih vrednosti, bi trebalo ponoviti merenje još jedanput ili dva puta, jer bi se time tačke grupisale oko nekih tačnijih vrednosti temperature i koncentracije. Međutim, i na osnovu ovih rezultata se može zaključiti kako se menjaju temperatura i koncentracija, što je prikazano na slikama A i B.

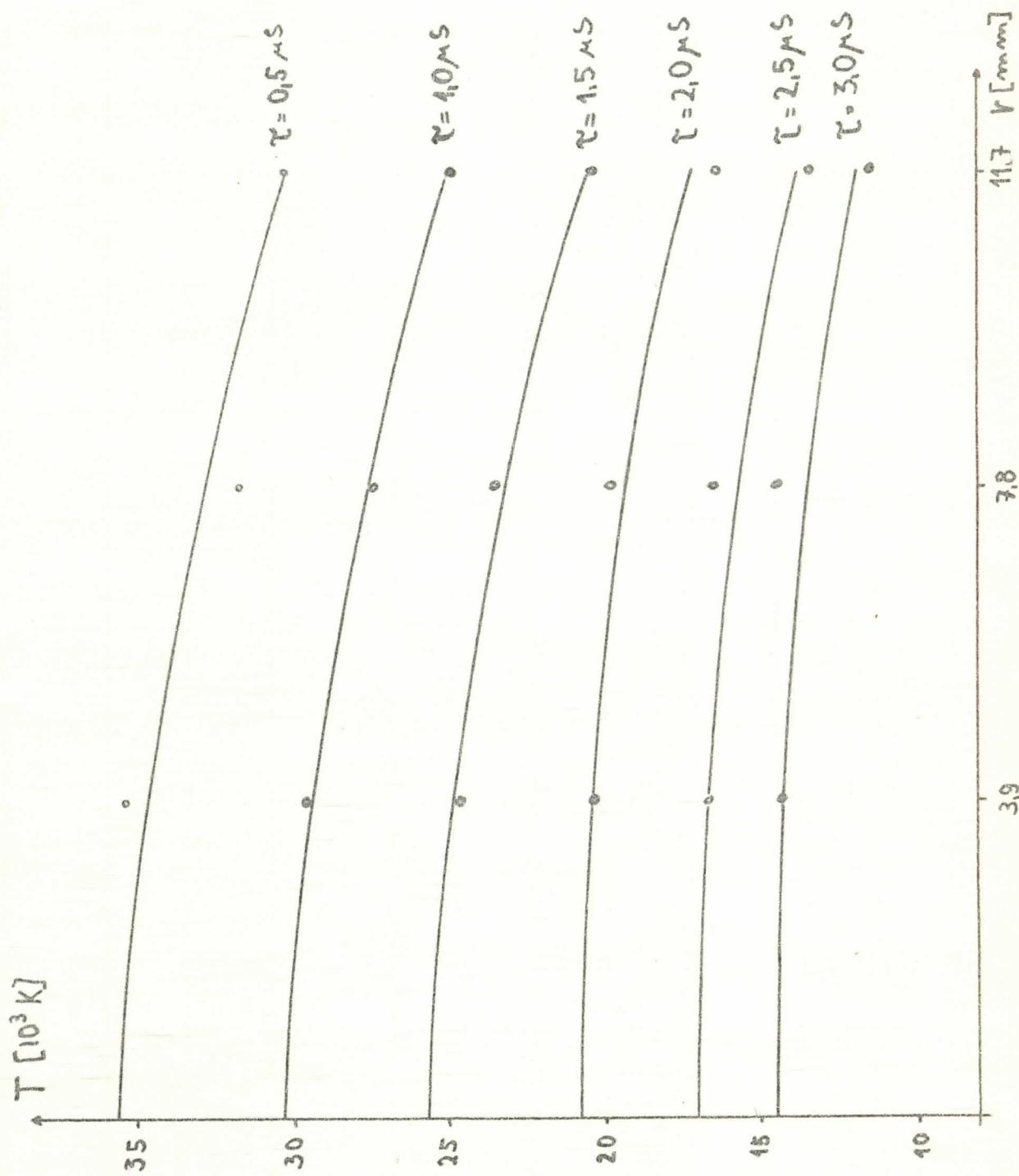
* Zidovi cevi za pražnjenje su praktično na sobnoj temperaturi, inače bi se istopili. Uzrok tome je pad temperature u jednom tankom sloju u blizini zida cevi tzv. graničnom sloju. Takodje i elektronska koncentracija u tom sloju naglo opada.

r/mm/	11,7	7,8	3,9	-3,9	-7,8	-11,7
t/ μ s/	$T_e / K /$					
0,5	30400	32200	33800	36600	31100	30200
1,0	25300	28700	27900	31400	26100	24500
1,5	20700	25400	22600	26600	21600	19900
2,0	16700	22300	18300	22200	17500	16000
2,5	13500	19400	15200	18200	14200	13300
3,0	11500	16800	13400	14900	12000	11800

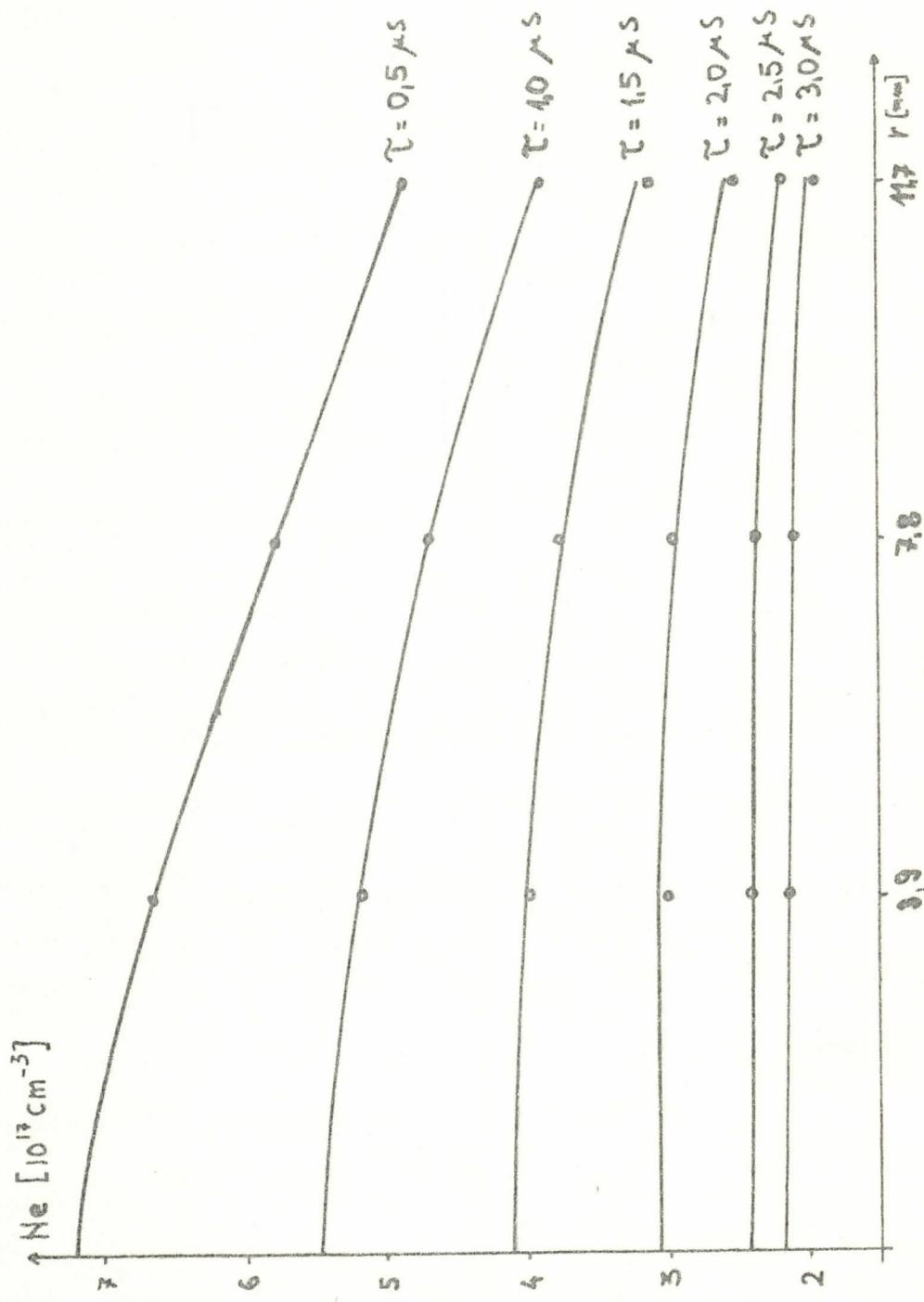
tabela 1

r/mm/	11,7	7,8	3,9	-3,9	-7,8	-11,7
t/ μ s/	$N_e / 10^{17} \text{ cm}^{-3} /$					
0,5	4,8	5,80	6,35	6,90	5,75	4,93
1,0	4,07	4,73	5,07	5,30	4,70	3,73
1,5	3,43	3,77	3,95	4,00	3,75	2,75
2,0	2,91	3,00	3,05	2,97	2,92	2,10
2,5	2,53	2,48	2,45	2,38	2,3	1,80
3,0	2,21	2,25	2,17	2,12	1,95	1,60

tabela 2



slika A



slika B

Sam centar cevi nije sniman, ali se može pretpostaviti da za $r=0$ obe krive imaju maksimum.

Sa slike A se vidi da duž poluprečnika cevi, idući od centra ka periferiji, temperatura blago opada. Takodje se vidi da je kriva blaža što je vremenski trenutak kasniji, što je posledica sve većeg smirivanja lokalnih fluktuacija plazme. Sa slike A se može izračunati da temperatura za $r=11,7$ mm opadne u proseku za 16,5% u odnosu na $r=0$.

Krive promene koncentracija sa poluprečnikom cevi, pokazuju ponašanje slično ponašanju temperaturnih krivih. Iako, na prvi pogled krive na slici B prate krive na slici A, to baš nije tako. Kod temperaturnih krivih procentualne promene za sve vremenske trenutke su ujednačene, dok je kod koncentracija izravnavanje krivih izraženije. Najveća promena koncentracije je u trenutku $T=0,5\mu s$ i iznosi 32%, a zatim se smanjuje i u trenutku $T=3\mu s$ iznosi samo 6,8%

Uzrok postojanja gradijenata temperature i koncentracije elektrona mogu biti izvesni hidrodinamički efekti koji se pojavljuju pri kretanju plazme, jer je plazma u suštini fluid, a takodje i moguća nesimetričnost geometrije cevi i elektroda za pražnjenje usled koje se udarni talas ne kreće paralelno osi cevi već pri kretanju dolazi do njegovog delimičnog odbijanja od zidova cevi. Detaljnije objašnjenje ovih fenomena prelazi okvire ovog rada.

Na osnovu osobina graničnog sloja plazme, može se dati jednostavno objašnjenje zašto procentualne preomene temperature ostaju tokom vremena iste, dok se procentualne promene koncentracije smanjuju. De facto, temperatura se u kasnijim trenutcima više menja od koncentracije. Rezultati ranijih radova (M. Terzić 1980.g.) pokazuju da širina graničnog sloja za temperaturu i koncentraciju nije ista. Širi je granični sloj za temperaturu. Druga važna osobina graničnog sloja je da se on širi sa vremenom. Moguće je da je monohromator jednim malim delom zahvatio granični sloj temperature u kasnijim vremenskim trenutcima, i to više što je vremenski trenutak kasniji, odnosno sloj širi, a to utiče na veću promenu temperature. S druge strane može se zaključiti da granični sloj koncentracije nije za-

hvaćen.

Na osnovu ovih rezultata se može zaključiti da je plazma dobijena u T-cevi slabo nehomogena, odnosno postoje mali negativni radijalni gradijenti elektronske temperature i koncentracije. Medjutim, u oblasti u kojoj se najviše vrše snimanja, a to je sredina cevi u sloju debljine 3-4 mm, plazma se može smatrati gotovo sasvim homogenom.

L I T E R A T U R A

- Bekefi G., "Radiation Processes in plasmas", Wiley /1966/
- Dawson J.M., "Advances in Plasmas Physics", vol. 1,
eds. A. Simon, W.B. Thompson, Interscience /1968/
- Đurović S., Magistarski rad, Beograd /1982/
- Green J. Astrophys. Journ. 130, 693 /1959/
- Griem H. R. " Plasma Spectroscopy " Mc Graw - Hill Book
Company /1964/
- W. Lochte - Holtgreen " Plasma Diagnostics" Nort. Holand
Publ. Comp. , Amsterdam /1968/.
- Mc Writer R. W. P. Chapter 5 , in R. H. Huddlestone and
Leonard S.L. ed., " Plasma Diagnostics
Techniques "
- Milić B. , " Osnovi fizike gasne plazme " Naučna knjiga
Beograd 1969.
- Pavlov M., Doktorska disertacija, Liverpool /1968/
- Sears F.V. "Uvod u termodinamiku , kinetičku teoriju
gasova i statističku mehaniku "
Vuk Karadžić Beograd 1969.
- Terzić M. , Specijalistički rad, Beograd /1982/.

ISPRAVKE

Strana	Red	Odgore-G Odole-D	Stoji	Treba
1	9	D	slobodnoj	sobnoj
2	2	G	neurednošću	neuređenošću
8	jednačine /1.2.17./ treća		A+B+C → A ⁹ , A+B+C → A ⁹ +B+ +C → A ⁹ +B ⁹ +C ⁹ , ...	A+B+C → A ⁹ , A+B+C → A ⁹ +B ⁹ , A+B+C → A ⁹ +B ⁹ + +C ⁹ , ...
13	8	G	staričke	statističke
19	12	G	prirodna širina je	prirodna širina koja je
21	1	D	n-tg	n-tog
47	5	D	pouzdanih	pouzdanijih